Série A
N° d'ordre :
932

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le titre de
DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Bernard HUTZLER

1re *THÈSE*

Contribution à l'étude des convertisseurs thermoélectroniques à vapeur de césium : influence de l'inhomogénéité des électrodes

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 7 Mai 1965 devant la Commission d'examen :

MM.	OLMER	*Président*
	FOURNET	*Examinateurs*
	TAVERNIER	

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1967

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Série A
N° d'ordre :
932

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le titre de
DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Bernard HUTZLER

1re *THÈSE*

Contribution à l'étude des convertisseurs thermoélectroniques à vapeur de césium : influence de l'inhomogénéité des électrodes

2e *THÈSE : Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 7 Mai 1965 devant la Commission d'examen :

MM. OLMER — *Président*
FOURNET, TAVERNIER — *Examinateurs*

MASSON & Cie, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1967

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

BRELOT	T	Analyse supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N...	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
Mlle COUSIN	T	Biol. animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.) et Sédim. (Orsay).
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
R. LUCAS	T	Recherches pnysiques.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérim. des fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DU BREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromolécul.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie org. et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J.-P. MATHIEU	T	Physique (Optique).
COUTEAUX	T	Cytologie.
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonct. et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiclogie végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.).
NORMANT	T	Synthèse organique.
BÉNARD	T	Chimie Minérale
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathémat.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale appliquée.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie.
DODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
PISOT	T	Techniques mathématiques de la physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMANN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Géologie générale.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.)
PANNETIER	T	Chimie générale.
BRUN	T	Mécan. des fluides I.
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay).
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (Agrég.).
Mme LELONG	T	Mathématiques II (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
J.-E. DUBOIS	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
A. MICHEL	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale.
CASTAING	T	Physique II Thermo (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
Mme CHARNIAUX-COTTON	T	Évolution des êtres organisés.
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMAN	T	Chimie quantique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).
TONNELAT	T	Biologie physico-chim. (Orsay).
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODÉ	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biol. végét. (S.P.C.N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie minérale.
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.

PROFESSEURS *(suite)*

ARNOULT	T	Électronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique I (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques I (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
LUCAS	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie physique.
BERTHELOT	T	Physique des particules fondamentales (Orsay).
BRICARD	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
M. JULIA	T	Étude des molécules complexes.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT	T	Physicochimie des radio-éléments.
Mlle QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
LEMÉE	T	Écologie vég. (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay)
M. CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES	T	Radiochimie.
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
ELLEMBERGER	T	Géologie des grandes régions du globe.
FRANC	T	Biol. animale (P.C.B.).
SCHNELL		Botanique tropicale.
STOLKOWSKI	T	Physiologie végétale.
ACHER	T	Chimie biologique.
BAUDOIN	T	Biologie animale (P.C.B.).
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOUREAU	T	Botanique.
D. CURIE		Physique (M.G.P.).
DURAND-DELGA	T	Géologie.
FRÉON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.).
MAGNAN		Physique.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
Mlle FOURCROY		Biol. végétale (S.P.C.N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT		Mécanique analytique et mécanique céleste.
Mlle VEIL	T	Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques I (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique.
COMOLET	T	Mécanique des fluides.
CORABŒUF	T	Physiologie animale.
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.).
J. JULLIEN		Chimie S.P.C.N. (Orsay).
MALGRANGE	T	Techn math. de la Phys.
OLIVIER		Anthropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE	T	Phys. E.N.S. (Orsay).
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Math. E.N.S. féminine.
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.
ABELES		Physique (S.P.C.N.).
AMAT	T	Physique (P.C.B.).
AUBOIN	T	Géologie.
Mme BENOIT-GUEUTAL	T	Phys. nucléaire et radioactivité (Orsay).
BOUGIS		Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.).
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique M.G.P. (Orsay).
DEHEUVELS	T	Mathématiques propé.
D'ESPAGNAT	T	Physique théorique (Orsay).
FURON	T	Géologie (S.P.C.N.).
Mme GANS	T	Génétique.
GENEVES		Biologie végétale (P.C.B.).
GUILBERT		Physique (C.U.S., Orléans).
HUPE	T	Pétrographie.
HOLLANDE	T	Biologie générale.
LIONS	T	Analyse numérique.
MAITTE	T	Chimie (P.C.B.).
MEYER		Physique propédeutique.
NICOLAS		Géologie appliquée.
PANIGEL		Biologie générale.
RAVIER		Pétrographie.
ROSEAU	T	Mécan. théor. des fluides.
ROUBINE	T	Électronique.
SILBER	T	Chimie (P.C.B.).
UEBERSFELD	T	Électronique.
YVON	T	Théories physiques.
HERVÉ	T	Mathématiques.
NÉRON	T	Mathémat. M.P.C. (Orsay).
Mme PECKER-WINEL	T	Astrophysique.
BALKANSKY		Physique (M.P.C.).
LE CORRE	T	Électricité.
DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay).
GOURDIN		Phys. théor. des Hautes Énergies (Orsay).
LEHMANN	T	Phys. exp. des Hautes Énergies (Orsay).
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
ECHALIER		Biologie animale (P.C.B.)
BARRAUD		Physiologie cellulaire.
LIORET		Physiologie végét. (Orsay).
DARS		Géologie struc. et géol. appliquée.
CAMEFORT	T	Botanique (agrégation).
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle.
BLAQUIÈRE		Électronique (Orsay).
ARNOUS	T	Physique théorique.
TATIBOUET		Chimie (C.S.U., Orléans).
MALLIAVIN	T	Mathématiques propé. (Orsay).
GAUDEMAR		Chimie propé.
PEREZ Y JORBA		Phys. exp. des Hautes Énergies (Orsay).
DAVID	T	Chimie (Agrég., Orsay).
BROUSSE	T	Mécanique théorique.
ROSCH	T	Astronomie.
GUY	T	Physique expérimentale
LAZARD		Math. (M.P.C.).
P. MOREL		Physique (M.P.C.).
ARSAC		Programmation.
LEFEBVRE		Chimie (M.P.C.).
CHAPEVILLE		Biochimie.
BENOIT		Physique (C.P.E.M.).
RIO		Chimie (C.P.E.M.).
JAUZEIN		Géologie (E.N.S.).
G. PRÉVOST		B.V. (C.P.E.M.).
P. FAVARD		B.A. (C.P.E.M.).
VILKAS		Chimie (C.P.E.M.).
Mlle FICINI		Chimie (C.P.E.M.).
LEQUEUX		Astronomie.
COHEN TANNOUDJI		Physique (M.P.C.).
TAVERNIER		Physique (C.P.E.M.).
Mme ROIZEN		Physique (C.P.E.M.).
M. DURAND		B.A. (S.P.C.N.).
PASCAUD		Physiologie.
Mme PETIT		B.A. (C.P.E.M.).
BROUSSE		Géologie (Orsay).
CAGNIAC		Physique agrégation (Orsay).
LEBERRE		Zoologie (Orsay).
SCHEFFER		Microbiologie (Orsay).
DE GENNES		Physique des solides (Orsay).
RIOU		Physique nuclé. exp. (Orsay).
CLAUSER		Chimie biol. (Orsay).
CHEVALIER		Physiol. animale (Orsay).
JANCOVICI		Physique atomique (Orsay).
FALK-VAIRANT		Physique nucléaire (Orsay).
FÉTIZON		Chimie propé. (Orsay).
CERF		Mathématiques (Orsay).

Secrétaire Général ..... R. POULLAIN

Je tiens tout d'abord à exprimer ma reconnaissance à M. le Professeur P. Olmer qui a bien voulu accepter la direction de ce travail.

Je remercie la direction des Études et Recherches d'Électricité de France, plus particulièrement MM. M. Magnien et J. Fabre pour les possibilités qui m'ont été offertes.

Que M. Tavernier trouve ici l'expression de ma gratitude pour l'intérêt qu'il a témoigné à cette étude.

Je remercie M. B. Devin pour les multiples conseils qu'il m'a si généreusement prodigués.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à M. B. Prokocimer qui m'a aidé de son expérience et soutenu de sa compréhension.

Que tous ceux qui, comme Mme Grunberg, m'ont aidé dans les calculs et les expériences trouvent ici l'expression de mes remerciements.

Thèse de Paris, 1966

Service du Matériel de Production et de Transformation
de la Direction des Études et Recherches de l'Électricité de France
12, Place des États-Unis, Paris 16e

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES CONVERTISSEURS THERMOÉLECTRONIQUES A VAPEUR DE CÉSIUM : INFLUENCE DE L'INHOMOGÉNÉITÉ DES ÉLECTRODES

Par

Bernard HUTZLER
Docteur-Ingénieur

RÉSUMÉ

Les principes fondamentaux de la diode à vide sont succinctement présentés en tant que bases de la conversion thermo-ionique. Puis après avoir rappelé le rôle joué par le césium, on décrit les différents régimes de fonctionnement de ce type de convertisseur. Si, à l'heure actuelle, la plupart des problèmes généraux ont reçu une solution, quelques points de détail restent à éclaircir. L'homogénéité des électrodes est l'un d'eux. Si l'écartement des électrodes est faible (charge d'espace négligeable) ainsi que la pression de césium (pas de phénomènes de transport) on montre que l'étude du convertisseur réel permet de déterminer une fonction de répartition du travail de sortie de l'émetteur. Lorsque cette fonction est représentée par une courbe de Gauss, il est possible de chiffrer la perte de puissance causée par l'inhomogénéité des électrodes. D'autre part, si l'on tient compte des phénomènes de transport et de charge d'espace, on donne un modèle mathématique simple permettant de calculer les performances d'un convertisseur réel.

SUMMARY

The fundamental principles of the vacuum diode are briefly presented as basis for thermionic conversion. Then, the role of cesium is outlined, and the various modes of operation of the cesium converter are described. Most of the physical problems of the thermionic diode have already been solved. Some particular points have a significant influence on its performance and need some careful examination, mainly the work function homogeneity of electrodes.

At small interelectrode spacing and low cesium pressure it is possible to define an emitter work function distribution which can be approximated by a Gaussian curve. Subsequent calculations on this basis lead to the expression of output power degradation due to the electrode patchiness. On other hand, including space charge and transport phenomena, a simple mathematical model is derived to predict the performance of an actual converter.

INTRODUCTION

Le convertisseur thermo-ionique peut être comparé à une machine thermodynamique. Il fonctionne en effet entre une source et un puits de chaleur. Le fluide actif est constitué par un gaz d'électrons.

Ceux-ci sont émis par une électrode métallique chauffée (cathode), traversent l'espace interélectrode, sont collectés par une électrode métallique froide (anode) et fournissent un travail dans une résistance de charge.

Les phénomènes qui gouvernent le fonctionnement des convertisseurs thermo-ioniques sont donc avant tout les phénomènes d'émission et de transport des électrons.

Bien que ces phénomènes soient connus — au moins en ce qui concerne la diode à vide — depuis plus d'un demi-siècle ce n'est qu'au cours des dernières années que des progrès sensibles ont été réalisés.

C'est au début du siècle, en 1913, que Schlichter publie la première analyse détaillée du convertisseur thermo-ionique. Il montre que le courant est limité par la charge d'espace (chapitre 1) créée par le courant même. La puissance convertie par le dispositif est trop faible pour que l'on puisse envisager de développer ce type de convertisseur.

Ce n'est que vers 1950 que les travaux de Schlichter sont repris. Des moyens d'investigation plus puissants sont mis en œuvre et le problème est reposé, mais sous une autre forme. Pour annuler la charge d'espace, plusieurs solutions sont proposées.

La plus intéressante consiste à introduire un gaz dans l'espace interélectrode. Le césium, dont le potentiel d'ionisation est très faible, est l'élément qui convient le mieux [1 à 6].

Suivant la valeur de la pression de césium dans l'espace interélectrode on peut distinguer plusieurs régimes de fonctionnement.

Lorsque la pression est inférieure à 10^{-2} torr, le libre parcours moyen électronique est supérieur à la distance interélectrode (inférieure au millimètre pour les convertisseurs classiques). Les collisions sont négligeables et l'ionisation des atomes de césium a lieu au contact de la cathode chaude. Ce régime est dit « à basse pression de césium » (chapitre 2.2).

Lorsque le libre parcours moyen électronique est inférieur à la distance interélectrode les collisions deviennent importantes et l'ionisation des atomes de césium peut se produire dans le volume du gaz. On est alors en présence d'un régime à « haute pression de césium » (chapitre 2.3).

Lorsque la pression est encore plus importante, un « régime de décharge » peut prendre naissance (chapitre 2.3.3).

Ces différents régimes de fonctionnement présentent un certain nombre de points communs que nous étudierons dans le chapitre 2.1.

Le fonctionnement des convertisseurs peut être précisé par une étude mathématique de l'influence de l'inhomogénéité des électrodes. Le chapitre 3 y sera consacré. On montrera notamment que l'énergie convertie est susceptible d'être diminuée fortement.

L'étude expérimentale de ces phénomènes a été entreprise sur deux convertisseurs. Après les avoir décrits (paragraphe 4.1), nous présenterons les résultats expérimentaux uniquement composés de caractéristiques courant-tension. En effet, l'emploi de sondes (ou autres méthodes pouvant perturber le fonctionnement du générateur) est à proscrire. L'interprétation de ces courbes permettra d'étudier le travail de sortie de l'émetteur (paragraphe 4.3) et la puissance utile (paragraphe 4.4).

CHAPITRE I

La diode à vide

1.1 **Émission électronique des métaux.** — Dans un conducteur métallique, les électrons sont — du fait de l'agitation thermique — animés de vitesses qui se répartissent autour d'une valeur moyenne v_m. L'énergie cinétique de ces mouvements électroniques définit l'état thermique du métal par la relation :

$$\frac{1}{2} m v_m^2 = kT = eV_T \qquad (1)$$

T est la température du métal et V_t peut être défini comme étant le potentiel thermique.

A la surface du métal, les électrons sont retenus par des forces de cohésion. Seuls, les électrons possédant une énergie cinétique suffisante pour vaincre ces forces, peuvent sortir du métal. Cette énergie critique peut s'exprimer par un potentiel dénommé potentiel de sortie $\varnothing$.

La comparaison de V_t et de $\varnothing$ montre que le rapport $V_t/\varnothing$ est toujours très faible (5 p. 100). La probabilité pour qu'un électron franchisse la barrière de potentiel est donc aussi très faible. Elle est cependant suffisante pour donner lieu à des densités de courant appréciables.

C'est la formule de Richardson-Dushmann qui donne cette densité J_s :

$$J_s = AT^2 \exp\left(-\frac{e\varnothing}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{\varnothing}{V_T}\right) \qquad (2)$$

où A est une constante universelle

$$A = \frac{4\pi emk^2}{h^3} = 120{,}4 \text{ A cm}^{-2} (^\circ\text{K})^{-2}.$$

1.2 **La charge d'espace de la diode à vide.** — 1.2.1 **Diagramme d'énergie potentielle de l'électron.** — Le fonctionnement d'une diode peut être représenté par un diagramme donnant l'énergie potentielle de l'électron le long du circuit électrique que forment le convertisseur et sa charge (fig. 1). A l'origine des

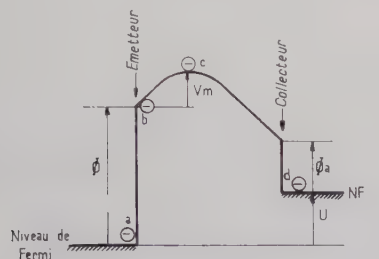


Diagramme d'énergie potentielle de l'électron

FIG. 1.

ordonnées, qui est le niveau de Fermi de la cathode, l'électron libre du métal a une énergie potentielle nulle (*a*). En franchissant la barrière de potentiel, qui est à la surface de la cathode, il acquiert une énergie potentielle égale à $e\varnothing$ (*b*). Dans l'espace interélectrode cette énergie est susceptible de varier. Lorsque les collisions peuvent être négligées, l'énergie totale de l'électron reste constante et la variation de son énergie potentielle ne dépend que de la répartition de potentiel dans l'espace interélectrode. Dans l'exemple de la figure 1, l'énergie potentielle de l'électron passe par un maximum : $e(\varnothing + V_m)$ (*c*). Ceci n'est possible évidemment que si l'énergie totale de l'électron est, au moment de son émission, supérieure ou égale à eV_m. Dans le cas contraire, l'électron retourne à la cathode.

En atteignant l'anode, l'électron transforme toute son énergie cinétique en chaleur et perd une partie ($e\varnothing_a$) de son énergie potentielle (*d*).

L'excédent est utilisé dans la résistance de charge et constitue l'énergie convertie.

Le courant transmis ne dépend que de l'amplitude totale de la barrière de potentiel (et aussi évidemment de la température de cathode) tandis que la tension dépend de plusieurs paramètres : travaux de sortie d'anode et de cathode, courant, distance interélectrode, etc.

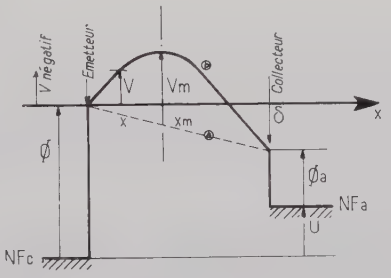
1.2.2 **Répartition de potentiel.** — Si les charges spatiales n'existaient pas, la répartition de potentiel entre les électrodes serait linéaire (courbe *a*, fig. 2). Le champ serait uniforme et aurait pour valeur :

$$E = \frac{U + \varnothing_a - \varnothing}{d}. \qquad (3)$$

Les électrons, en traversant l'espace interélectrode, créent une charge d'espace qui est donnée par la formule :

$$(\rho^-) = (\rho_0^-) \exp\left(+\frac{eV}{kT}\right)\left[1 \pm \operatorname{erf}\left(e\left(\frac{V - V_m}{kT}\right)\right)^{\frac{1}{2}}\right]$$
$$(\rho_0^-) = e\nu\left(\frac{\pi_m}{2kT}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (4)$$
$$\operatorname{erf}(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^y \exp(-x^2)dx$$

ν est le nombre d'électrons émis en une seconde par l'unité de surface de la cathode à la température T. Les autres symboles sont définis figure 2.



Répartition de potentiel dans l'espace interélectrodes

a - *Sans charge d'espace*
b - *Avec charge d'espace*

FIG. 2.

Dans la zone comprise entre la cathode et le minimum de potentiel φ_m, il y a deux flux de particules. Le premier, constitué de tous les électrons émis, est dirigé de la cathode vers l'anode. Le second, dirigé en sens inverse, comprend les électrons dont l'énergie potentielle à la surface de la cathode est inférieure à eV_m. Dans l'équation (4) c'est le signe + qui convient.

Dans l'autre zone — entre le minimum de potentiel et l'anode — il n'y a plus qu'un seul flux d'électrons. Il est composé des électrons qui, à la surface de l'émetteur, avaient une énergie potentielle supérieure à eV_m. C'est alors le signe — qu'il faut employer dans l'équation (4).

Cette dernière formule associée à l'équation de Poisson

$$\frac{d^2V}{dx^2} = +\frac{\rho^-}{\varepsilon_0} \qquad (5)$$

permet de déterminer la répartition de potentiel dans l'espace interélectrode.

Le système composé des équations 4 et 5 ne pouvant être résolu analytiquement, des tables ont été calculées par plusieurs auteurs [7] [9] notamment par Langmuir [10]. Des séries numériques ont également été proposées en particulier par Rittner [11] et Nottingham [12].

1.2.3 **Caractéristique courant-tension.** — Lorsque la répartition de potentiel est linéaire entre les électrodes, la caractéristique courant-tension est donnée par le système

$$\begin{cases} J = J_s & \text{pour} \quad U < \varnothing - \varnothing_a \\ J = J_s \exp - \dfrac{e(U - \varnothing + \varnothing_a)}{kT} & \text{pour} \quad U > \varnothing - \varnothing_a. \end{cases}$$

Lorsque la charge d'espace n'est pas compensée, le calcul de la caractéristique est beaucoup plus complexe.

Le courant est limité par l'amplitude de la barrière de potentiel.

$$J = J_s \exp - \frac{eV_m}{kT}.$$

Les conditions de fonctionnement étant données, on fixe une valeur de J, on en déduit une valeur de V_m.

La résolution du système formé par les équations 4 et 5 fournit la valeur V_a que prend le potentiel pour $x = d$. On peut alors calculer la tension de sortie U

$$U = \varnothing - \varnothing_a - V_a.$$

On trouvera plus loin (fig. 6) un exemple numérique illustrant cette méthode de calcul.

CHAPITRE II

La diode à césium

Comme nous venons de le voir dans le chapitre précédent la charge d'espace diminue considérablement la puissance de sortie. Les atomes de césium introduits dans le but de la neutraliser diminuent le travail de sortie de l'émetteur en s'adsorbant et modifient la répartition du potentiel entre les électrodes en s'ionisant.

2.1 **Considérations générales.** — 2.1.1 **Émission électronique des métaux en atmosphère de césium.** — Lorsqu'un gaz s'adsorbe à la surface d'un métal, les propriétés émissives de ce dernier sont modifiées [13]. L'adsorption d'oxygène a généralement pour effet d'augmenter le travail de sortie du métal. Le césium, au contraire, diminue le travail de sortie. Il s'ensuit une augmentation du courant émis — à température égale — qui, dans les convertisseurs thermoélectroniques, est du plus haut intérêt. D'autre part, la force électromotrice est également accrue à cause de la diminution importante du travail de sortie du collecteur.

Ceci explique que le comportement des divers métaux en atmosphère de césium ait fait l'objet de nombreuses études [14] à [19]. Parmi les plus récentes citons l'analyse de N. S. Rasor et C. Warner [20]. Ces chercheurs ont montré que le travail de sortie d'un métal en atmosphère de césium ne dépend que du travail de sortie $\varnothing_0$ du matériau nu et du rapport de la température du matériau à la température du réservoir de césium. La pression de vapeur P_{cs} entre les électrodes est supposée saturante et n'est déterminée que par la température T_{cs} du réservoir. Elle est donnée par une relation de la forme :

$$\text{Log } P_{cs} = A + B \text{ Log } T_{cs} - \frac{C}{T_{cs}}.$$

Plusieurs auteurs ont mesuré les différents coefficients intervenant dans cette formule. Nous retiendrons les valeurs données par O. Kubaschewsky et F. L. Evans [21] :

$$\text{Log}_{10} P_{cs} = 11.38 - 1.45 \text{ Log}_{10} T_{cs} - \frac{4\,075}{T_{cs}}. \quad (6)$$

Les résultats de N. S. Rasor et C. Warner sont donnés figure 3. Ils sont en bon accord avec les données

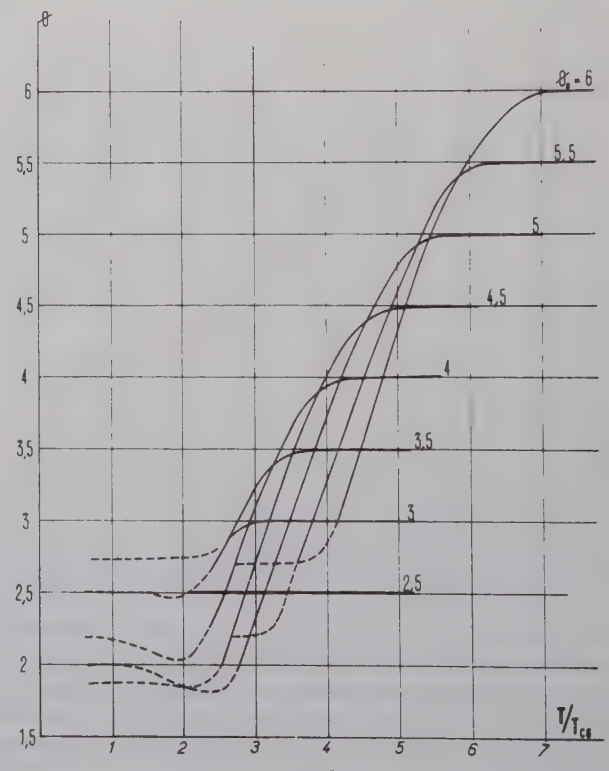


FIG. 3.

expérimentales que l'on possède aujourd'hui, en particulier avec celles de Houston [22] et de I. Langmuir [18].

2.1.2 **L'ionisation de surface.** — Lorsqu'un atome de gaz frappe une surface métallique, il perd un électron de valence si l'énergie potentielle de l'électron lié à l'atome est supérieure à l'énergie potentielle de l'électron du métal [23]. C'est précisément le cas, lorsque le potentiel d'ionisation V_i du gaz est inférieur au travail de sortie $\varnothing$ du métal à la température T.

Si la température de la surface métallique est faible, l'ion ainsi formé reste adsorbé. Le métal se recouvre alors d'une couche monoatomique de gaz et son travail de sortie est modifié. Généralement celui-ci diminue et s'il devient inférieur au potentiel d'ionisation du gaz, les atomes incidents ne peuvent être ionisés que si leur énergie cinétique est suffisante pour compenser la diminution du travail de sortie.

Par contre si la température du métal est assez élevée, l'ion s'évapore et le travail de sortie n'est pas modifié [24].

La formule de Langmuir-Saha rend compte quantitativement de ce phénomène :

$$\beta = \frac{\nu_i}{\mu_a} = \frac{1}{1 + 2 \exp e\left(\frac{V_i - \varnothing}{kT}\right)} \qquad (7)$$

β taux d'ionisation.

ν_i nombre d'ions évaporés par unité de temps et de surface.

μ_a nombre d'atomes incidents par unité de temps et de surface.

Le nombre (μ_a) d'atomes incidents dépend de la pression de césium P_g entre les électrodes.

En effet :

$$\mu_a = \frac{1}{4} n_a \bar{v}_a \qquad (8)$$

n_a étant la densité d'atomes donnée par

$$n_a = \frac{P_g}{kT_g} \qquad (9)$$

et $\bar{v}_a$ leur vitesse moyenne

$$\bar{v}_a = \sqrt{\frac{8kT_g}{\pi M}}. \qquad (10)$$

Il résulte des équations précédentes que :

$$\mu_a = \frac{P_g}{\sqrt{2\pi M k T_g}}. \qquad (11)$$

La figure 4 donne pour quelques températures de cathode la variation de β en fonction de $\varnothing$.

On constate que si le potentiel de sortie du métal est supérieur au potentiel d'ionisation du césium (3,89 V) l'ionisation est quasi totale. Par contre β décroît très vite lorsque le travail de sortie devient inférieur à 3,89 eV.

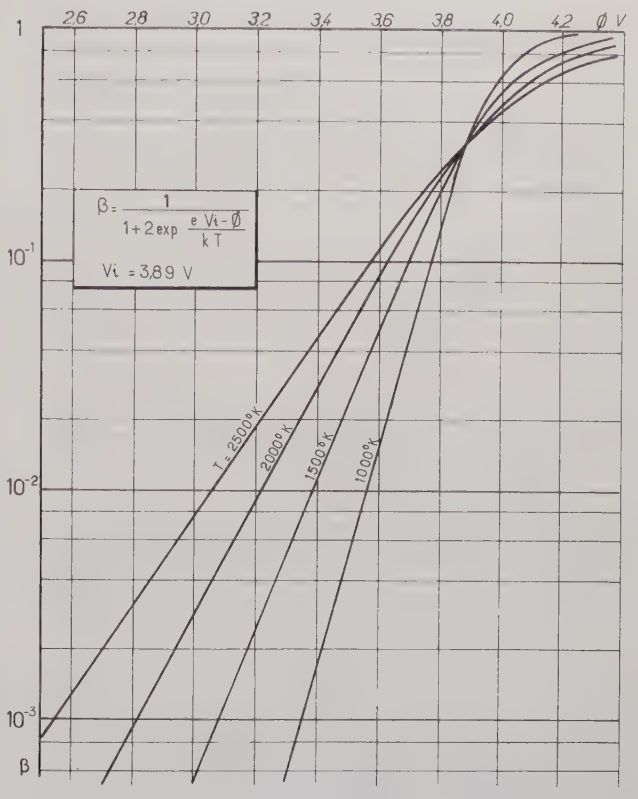


FIG. 4.

Le césium s'ionise donc en presque totalité au contact de la plupart des réfractaires utilisés pour l'émission électronique : tungstène (4,6 eV), molybdène (4,2 eV), tantale (4,1 eV).

2.1.3 **Neutralisation de la charge d'espace.** — La charge d'espace est neutralisée lorsque les concentrations électronique n_e et ionique n_i sont égales dans l'espace interélectrode. On a :

$$n_e = \frac{J}{e\bar{V}_e} \qquad n_i = \frac{J_i}{e\bar{V}_i} \qquad (12)$$

Comme d'autre part :

$$\bar{V}_e = \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} \qquad \bar{V}_i = \left(\frac{8kT}{\pi M}\right)^{1/2}. \qquad (13)$$

La charge d'espace est neutralisée si

$$\frac{J}{J_i} = \sqrt{\frac{M}{m}} \simeq 500. \qquad (14)$$

Le courant ionique se calcule au moyen du système suivant, en fonction des paramètres indépendants $\varnothing_0$, T et T_{cs}.

$$\mathrm{Log_{10}}\, P_{cs} = 11.38 - 1.45\ \mathrm{Log_{10}}\, T_{cs} - \frac{4\,075}{T_{cs}} \qquad (6)$$

$$\mathrm{I}\begin{cases} \beta = \dfrac{1}{1 + 2\exp.\left[e\,\dfrac{V_i - \varnothing}{kT}\right]} & (7) \\ \mu_a = \dfrac{P_g}{\sqrt{2\pi M k T_g}} & (11) \\ J_i = e\beta\mu_a & (15) \end{cases}$$

(fig. 3).

Les valeurs de la pression et de la température du gaz dans l'espace interélectrode sont dans certains cas, différentes de P_{cs} et T_{cs}.

On peut distinguer deux cas [22] :

— Lorsque le libre parcours moyen de l'atome est supérieur à la distance interélectrode d — régime de Knudsen — on peut admettre que μ_a est constant dans toute l'enceinte. On pourra donc écrire :

$$\mu_a = \frac{P_{cs}}{\sqrt{2\pi M k T_{cs}}}. \qquad (11\ bis)$$

— Lorsque le libre parcours est inférieur à d, la vapeur de césium est, entre les électrodes, en équilibre à une température comprise entre T et T_a. Il est donc préférable, dans ce cas, de poser

$$T_g = \frac{T + T_a}{2}$$

on écrira alors

$$\mu_a = \frac{P_{cs}}{\sqrt{\pi M k (T + T_a)}}. \qquad (11\ ter)$$

De toute façon μ_a dépend peu de la température T_g. Pour les convertisseurs classiques μ_a est modifié au maximum dans un rapport 2 suivant que l'on utilise une loi (11 *bis*) ou l'autre (11 *ter*).

En associant au système I les relations (2) et (14) on obtient le système II qui permet, en fonction de $\varnothing_0$, T et T_{cs}, de déterminer les conditions d'exacte compensation de la charge d'espace.

$$\mathrm{II}\begin{cases} \text{Système I} \\ J = AT^2 \exp\left(-\dfrac{e\varnothing}{kT}\right) & (2) \\ \dfrac{J}{J_i} = \sqrt{\dfrac{M}{m}}. & (14) \end{cases}$$

A chaque couple de valeurs T, T_{cs}, le système II fait correspondre le travail de sortie nécessaire à la neutralisation exacte de la charge d'espace. La figure 3 montre alors que par chaque point défini par $\varnothing$ et T/T_{cs} passent deux courbes à $\varnothing_0$ constant. Deux matériaux, dans les mêmes conditions de température T et de pression P_{cs}, satisfont donc la relation (14).

De même, si la nature de l'émetteur est imposée, à une température de cathode correspondent 2 pressions de césium et à une pression de césium correspondent 2 valeurs de T satisfaisant l'équation 14.

Les résultats de la résolution du système sont donnés figure 5. Comme nous venons de le voir, on distingue deux réseaux. Le premier, déjà donné par Houston [22], concerne les convertisseurs fonctionnant avec un émetteur nu.

Le travail de sortie de la cathode n'est pas modifié ($\varnothing = \varnothing_0$).

Le second (en pointillé sur la figure) correspond au fonctionnement avec émetteur recouvert, au moins en partie. Le travail de sortie de ce dernier est inférieur à $\varnothing_0$. Notons que dans la zone où les calculs de Rasor ne sont pas toujours valables, nous nous sommes abstenus de résoudre le système.

Lorsque les conditions de fonctionnement d'un convertisseur sont comprises entre les conditions de neutralisation avec émetteur nu d'une part et avec émetteur recouvert d'autre part, il y a excès d'ions. La charge d'espace est positive. Elle reste négative dans le cas contraire.

2.2 **La diode à basse pression de césium.** — 2.2.1 **Répartition de potentiel et caractéristique courant tension.** — Les études qui ont été faites sur ce sujet

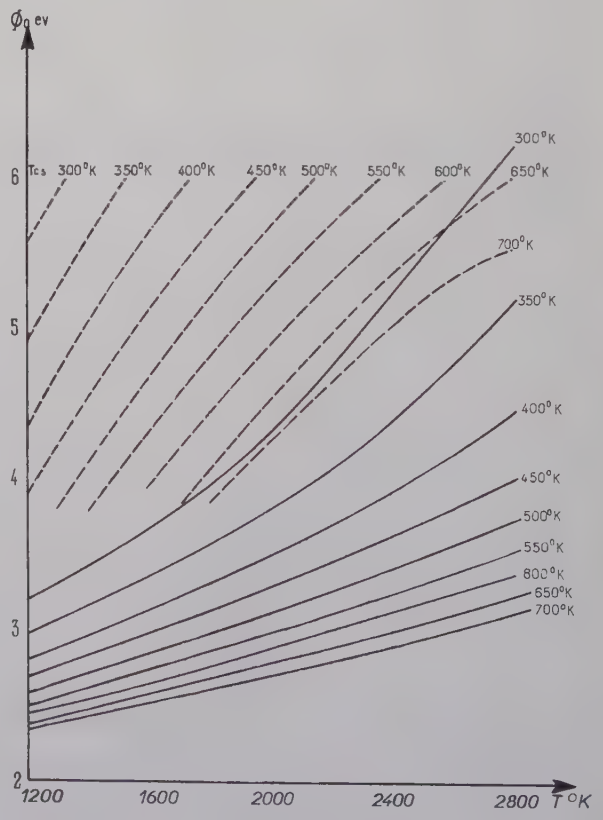


FIG. 5.

sont nombreuses [25] à [33]. La répartition de potentiel se détermine à partir de l'équation de Poisson comme pour la diode à vide

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{(\rho^-) - (\rho^+)}{\varepsilon_0}. \tag{16}$$

La pression étant faible, les chocs sont négligeables et la charge totale n'est qu'une superposition pure et simple des charges d'espace partielles créées par les électrons d'une part et les ions d'autre part.

Le calcul de ρ^+ est identique au calcul de ρ^- : on suppose que les ions émis par la cathode sont en équilibre thermique avec cette dernière et que leur distribution de vitesses est maxwellienne.

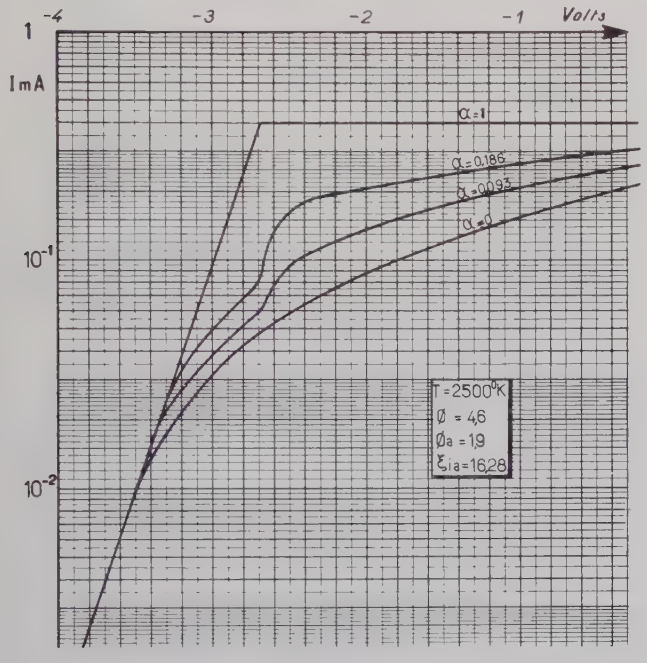


FIG. 6.

L'équation différentielle obtenue ne peut être résolue analytiquement. La figure 6 donne un exemple de résolution numérique en fonction du paramètre

$$\alpha = \frac{J_i}{J_s}\left(\frac{M}{m}\right)^{1/2}. \tag{17}$$

Lorsque $\alpha = 0$, on retrouve le cas de la diode à vide.

Lorsque $\alpha = 1$, la charge d'espace est en principe exactement compensée. En réalité, on montre [34] à [43] que des oscillations peuvent exister.

Si $\alpha > 1$, le convertisseur est « riche en ions » et une charge d'espace positive s'établit.

2.2.2 **Rendement.** — Sous la forme la plus générale, le rendement est donné par :

$$\eta = \frac{Pu - Pj}{Pe + Pr + Pc} \tag{18}$$

Pu : puissance utile.

Pj : pertes Joule dans les connexions de résistance r

$$Pj = rJ^2 \tag{19}$$

Pe : pertes électroniques : c'est la puissance nécessaire aux électrons pour être émis par la cathode et pour franchir (lorsqu'il existe) le minimum du potentiel

$$Pe = J\left(\varnothing + Vm + \frac{2kT}{e}\right) \tag{20}$$

Pr : puissance rayonnée par la cathode,

$$Pr = \sigma\varepsilon\left(T^4 - T_a^4\right) \tag{21}$$

avec

$$\varepsilon = \left[\frac{1}{\varepsilon_T} + \frac{1}{\varepsilon_\tau} - 1\right]^{-1}$$

ε_T : émissivité de la cathode à la température T.

ε_τ : émissivité de l'anode à la température $\tau = \sqrt{TT_a}$.

Pc : puissance perdue par conduction dans le conducteur de cathode

$$Pc = \frac{L}{2r}\left(T^2 - T_a^2\right) - \frac{1}{2}Pj \tag{22}$$

$L = 2{,}45.10^{-8}$ WΩ $(°K)^{-2}$: Nombre de Lorentz.

L'expression générale du rendement est, on le voit, assez compliquée. De nombreux paramètres interviennent et il est difficile d'établir une fois pour toutes des abaques applicables à un convertisseur quelconque. Les nombreuses études publiées sur la question [44] à [51] permettent cependant de tirer quelques conclusions.

1) La valeur maximum du rendement est inférieure au rendement de Carnot. Elle lui est pratiquement égale lorsque les pertes Pj, Pr et Pc sont nulles.

2) Toute diminution de $\varnothing_a$ s'accompagne d'une augmentation du rendement. On a donc tenté de mettre au point des anodes à faible travail de sortie. Cependant, dans les convertisseurs à plasma, l'anode est continuellement couverte de césium et son travail de sortie dépend peu du travail de sortie du matériau nu. D'autre part, en acceptant pour l'anode un travail de sortie de 1,9 eV (travail de sortie du césium) on peut admettre pour cette dernière une température comprise entre 800° et 1 000° K, ce qui offre la possibilité de faire suivre le convertisseur thermoélectronique d'un système classique de conversion (turbine).

3) Le paramètre ε/A a également une influence non négligeable. Diminuer ce paramètre, c'est diminuer les pertes par rayonnement, c'est donc accroître le rendement.

4) Les figures 7 et 8 représentent deux réseaux [44] qui donnent à température constante, la variation du rendement en fonction de la hauteur totale de la barrière de potentiel $(\varnothing + V_m)$ et, pour $(\varnothing + V_m)$ constant, la variation du rendement en fonction de la tem-

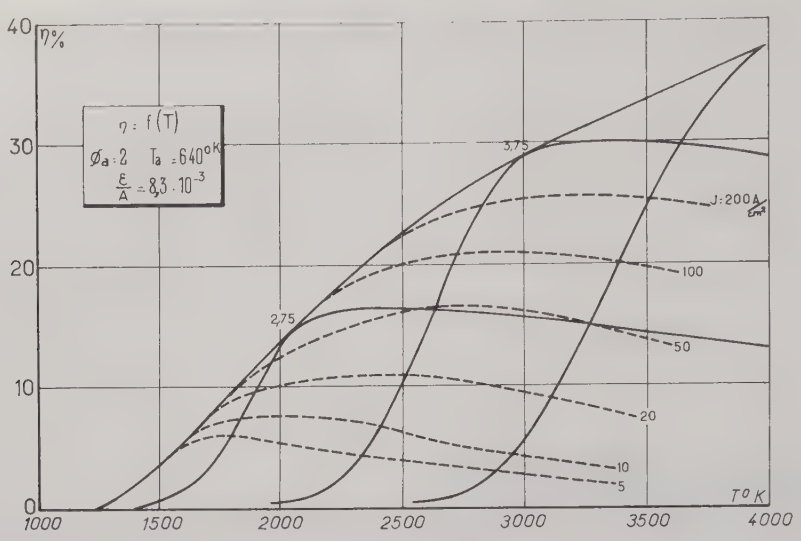


FIG. 7.

pérature de cathode. Dans les deux cas, il existe un optimum.

Cet optimum peut, en première approximation, être caractérisé par la condition :

$$Pr = Pc.$$

Dans certains cas, dans le but de rapprocher le point de fonctionnement de l'optimum, il est intéressant de tolérer un champ retardateur à la surface de la cathode. Ce sera le cas par exemple pour un émetteur ayant un travail de sortie de 3 eV et fonctionnant à 2 500° K. En effet, la figure 8 montre qu'à 2 500° K, la barrière de potentiel optimum est de 3,2 eV. Le supplément de 0,2 volt sera obtenu en adaptant la résistance de charge.

Actuellement, le rendement pratique est limité à 20 p. 100 par les possibilités technologiques. Il est cependant possible de l'augmenter substantiellement en faisant suivre cet étage haute température d'un dispositif classique de conversion.

2.2.3 **Adaptation à la charge.** — Ce problème aussi est très important. Il concerne non seulement le rendement, mais aussi la durée de vie des convertisseurs.

Dans la plupart des cas d'utilisation pratique, les convertisseurs thermo-ioniques fonctionnent à puissance thermique P_0 constante

$$P_0 = Pe + Pr + Pc = C^{te}. \qquad (23)$$

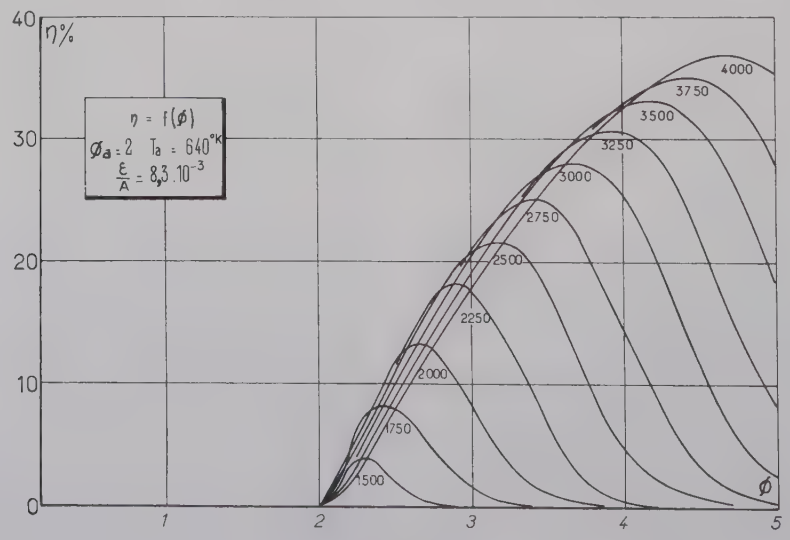


FIG. 8.

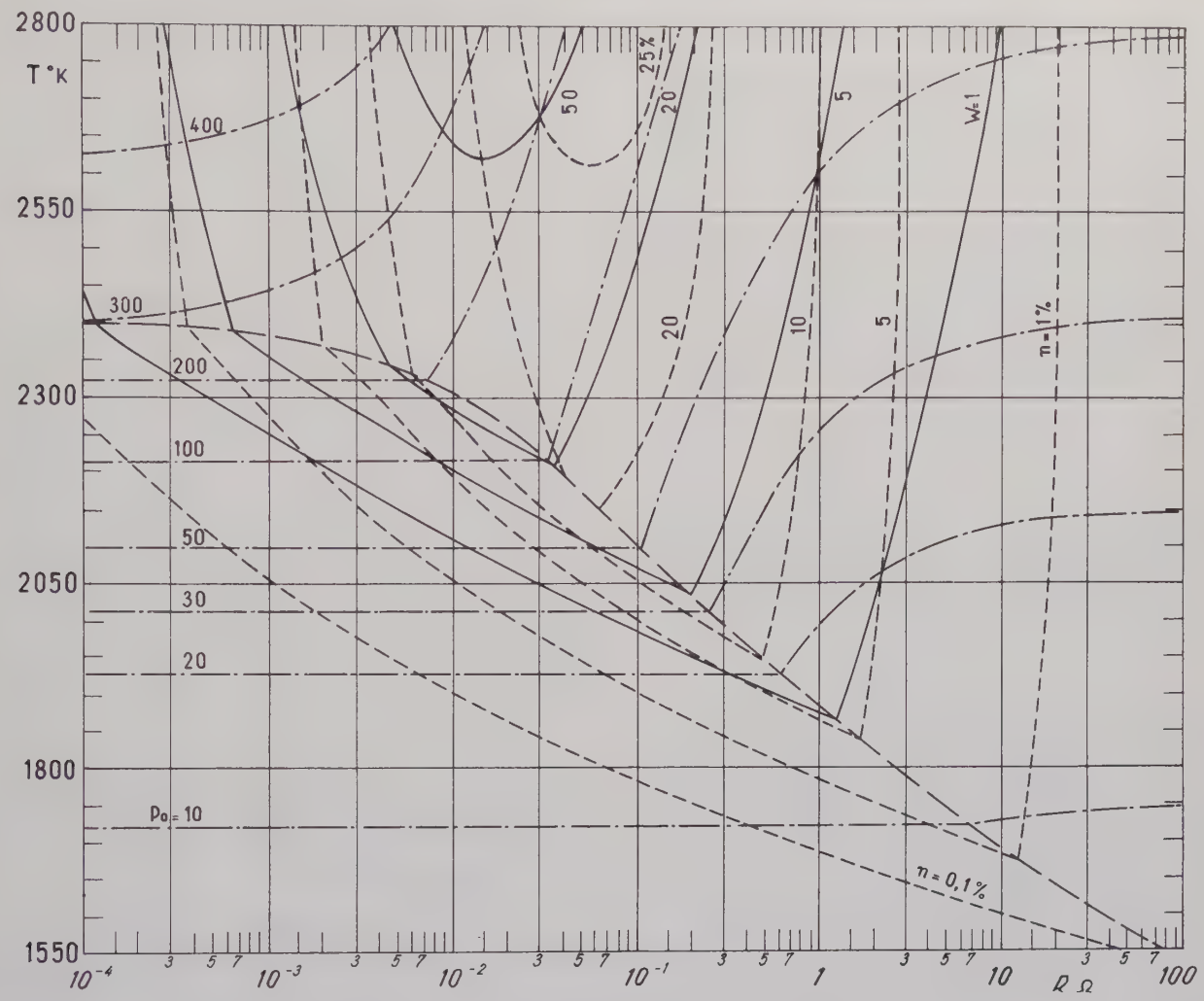


FIG. 9.

Lorsque la charge R varie, le courant transmis peut varier. Il s'ensuit une diminution des pertes électroniques P_e qui est compensée par un accroissement de P_r et de P_c. Cette augmentation ne peut avoir lieu que si la température de cathode croît.

L'accroissement de température, maximum lorsque le générateur est en circuit ouvert, peut atteindre plusieurs centaines de degrés et ainsi mettre en péril la vie du convertisseur [52].

A titre d'exemple, la figure 9 donne dans le plan T, R le réseau des courbes à puissance thermique P_0 constante dans un cas particulier.

Cet abaque qui groupe également les courbes à puissance de sortie constante, et à rendement constant décrit entièrement le fonctionnement d'un convertisseur dont les principales caractéristiques sont résumées ci-dessous.

Tous les paramètres indiqués sont ramenés au centimètre carré de surface émissive :

Cathode UC . .	$A = 33$ A cm^{-2} (°K)$^{-2}$	$\varnothing = 3$ eV
Anode Mo + Cs .		$\varnothing_a = 1{,}9$ eV
Température de cathode . . .	2 100° K	
Densité de courant	9,25 A/cm²	
Tension nette . .	0,99 volt	
Puissance utile .	9,2 W/cm²	
Puissance d'entrée.	50 W/cm²	
Rendement . .	18,4 p. 100	

Dans ce cas particulier, on constate que si au régime nominal la cathode est à 2 100° K, à vide sa température atteindra 2 800° K : P_0 étant constant et égal à 50 W.

2.3 **La diode à haute pression de césium.** — 2.3.1 **Caractéristiques générales de la diode à haute pression.** — Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe 2-1-3, la caractéristique essentielle de la diode à haute pression de césium est que le libre parcours moyen électronique est faible devant la distance interélectrode.

Il se crée, de ce fait, un plasma que l'on peut au moins en première approximation supposer isotherme et équipotentiel. Les gradients de potentiel, de densité et de température assurant la continuité du système plasma-électrodes sont localisés au voisinage de chacune des électrodes. Ces zones de liaison sont appelées gaines. Leur épaisseur est très faible. D'après Spitzer [53] elle est approximativement égale à la longueur de Debye s.

$$s = 6{,}9\left(\frac{T}{n}\right)^{1/2} \qquad \begin{matrix} T \text{ en } {}^{\circ}K \\ n \text{ en } cm^{-3} \end{matrix} \qquad (24)$$

T et n étant respectivement la température et la densité du plasma.

La répartition de potentiel est donc composée de trois parties. La figure 10 en donne un exemple lorsque les deux gaines sont riches en électrons.

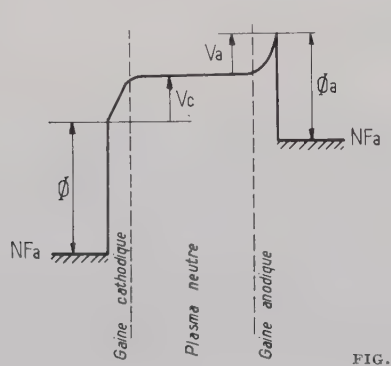


FIG. 10.

En dehors de la répartition de potentiel, la diode haute pression a bien d'autres traits caractéristiques.

La figure 3 montre que, lorsque la température du réservoir est importante, l'émetteur est recouvert au moins en partie, de césium. Le travail de sortie est abaissé et le taux d'ionisation est plus faible (fig. 4).

L'ionisation de surface n'est, d'ailleurs, pas seule responsable des ions présents entre les électrodes. Dans certaines conditions, les chocs étant nombreux, une ionisation en volume peut apparaître. Ceci se traduit par une décharge, visible sur la caractéristique courant-tension. La figure 11 en donne un exemple. Ces caractéristiques ont été relevées par Houston [22] sur une diode de géométrie cylindrique. Lorsque la température de cathode est inférieure à 1 700° K, l'ionisation de surface est insuffisante pour neutraliser la charge d'espace et le courant est limité par les ions présents dans l'espace interélectrode. Lorsque l'on rend l'anode légèrement moins négative par rapport à la cathode, la décharge s'amorce et le courant croît rapidement. La décharge peut alors être maintenue même lorsque l'anode est négative par rapport à la cathode. Lorsque la température de la cathode croît au-dessus de 1 700° K l'ionisation de surface est abondante. La gaine cathodique est toujours riche en ions. L'ionisation de volume n'entraîne plus l'augmentation discontinue du courant.

Ainsi, suivant les conditions de température d'émetteur de pression de césium et aussi de tension de sortie, on peut distinguer deux régimes. Lorsque les ions ne sont produits qu'au contact de l'émetteur, c'est le régime normal. En régime d'arc, les ions sont également produits en volume.

2.3.2 **Le régime normal.** — Ce régime a déjà été étudié par plusieurs auteurs [54] à [58] qui supposent que la répartition de potentiel est de la forme indiquée

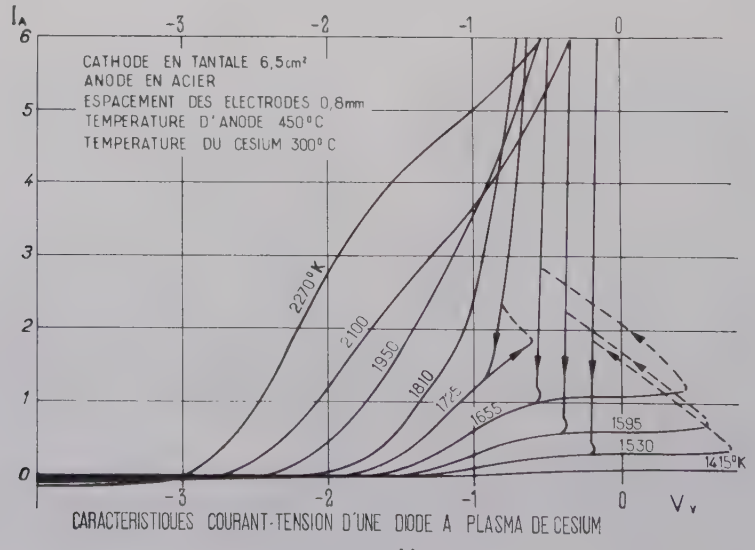


FIG. 11.

dans le paragraphe précédent : un plasma neutre relié aux électrodes par deux gaines. Ces gaines peuvent être riches en électrons ou en ions. Il y a donc quatre formes différentes de répartition de potentiel.

En écrivant les équations de continuité pour les différents courants aux limites plasma-gaine et gaine électrode on obtient un système d'équations dont la résolution fournit la caractéristique courant-tension.

2.3.3 **Le régime d'arc.** — Ce phénomène, c'est un point admis par tous les chercheurs, est causé par une ionisation dans le volume du plasma.

Ainsi, outre les phénomènes d'émission [59] il est nécessaire d'étudier les phénomènes de transport [60] [61] d'ionisation [62] à [65] et de recombinaison dans le plasma [66].

Cependant l'origine de la décharge reste actuellement obscure. Plusieurs interprétations ont été proposées, mais aucune ne rallie tous les suffrages.

a) Il est possible que la répartition de potentiel avant l'amorçage dans l'espace interélectrode soit donnée par la figure 12 [67]. Le puits de potentiel doit

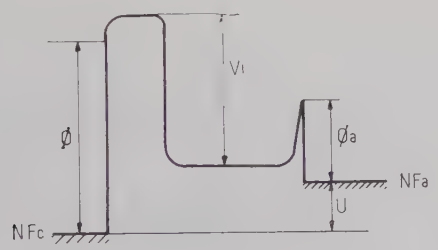


Diagramme d'énergie potentielle en régime "BALL OF FIRE"

FIG. 12.

avoir une amplitude supérieure au potentiel d'ionisation V_i de la vapeur de remplissage pour accélérer les électrons et leur communiquer ainsi une énergie égale ou supérieure à eV_i. L'ionisation a lieu par chocs. Cette hypothèse est faite notamment par Johnson [68] [69], Rasor [67] et bien d'autres encore. Medicus [70] [71] montre l'analogie frappante existant entre l'arc à basse tension que constitue cette décharge et « ball of fire mode » décrit par Johnson [68].

Cette boule de feu a été observée dans des convertisseurs d'étude ayant une grande distance interélectrode (plusieurs centimètres).

L'ionisation aurait lieu dans cette région lumineuse et les électrons atteindraient l'anode par un effet de diffusion dû au gradient de concentration [69] [72] [73].

Cette hypothèse n'a cependant pas été confirmée par les mesures effectuées avec des sondes de Langmuir [73] [74].

b) La présence d'oscillations de relaxation dans l'arc (fréquence de l'ordre du kilocycle) peut également fournir une explication valable.

On a aussi pensé à des oscillations dues aux électrons et aux ions vibrant à partir de leur position d'équilibre dans le champ électrique produit par leur propre déplacement (fréquence de l'ordre de 1 000 mégacycles). Il est alors possible que des différences de potentiel supérieures au potentiel d'ionisation soient présentes dans le plasma même lorsque la chute de tension dans l'arc est plus faible que le potentiel d'ionisation. Ces oscillations étant difficilement observables, une telle interprétation, bien qu'improbable, ne peut être définitivement écartée [74].

c) Les mesures faites par sondes ainsi que les travaux théoriques de Cahn [75] permettent de dire de façon quasi certaine que la distribution des vitesses électroniques dans le plasma est approximativement une distribution de Maxwell. On peut alors penser que l'ionisation est due aux électrons de grande énergie de la « queue de la distribution ».

Blue Ingold et Ozeroff [76] ont étudié la répartition de potentiel et la densité électronique en partant de ce modèle. Malheureusement, ce calcul préliminaire ne tient pas compte de l'ionisation de volume.

Cette explication bien que logique, n'est cependant pas complètement convaincante. En effet le nombre d'électrons suffisamment énergiques est beaucoup trop faible pour amorcer une réaction en chaîne.

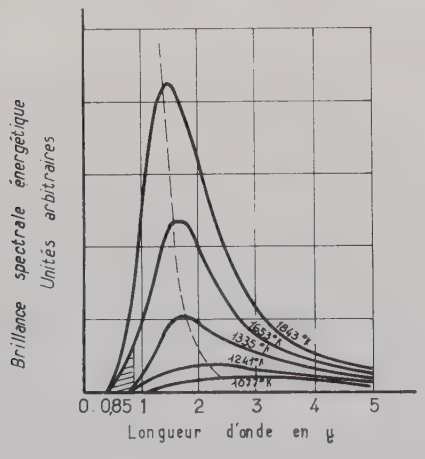
d) La quatrième explication proposée suppose que l'ionisation n'a pas lieu en une seule fois. L'atome est excité puis ionisé (ou excité sur un niveau supérieur) par un choc ultérieur. La principale objection que l'on peut faire à cette explication est que la probabilité pour qu'une ionisation par étapes ait lieu est extrêmement faible. En effet la durée de vie des états excités est environ de 10^{-8} seconde alors que le temps moyen séparant deux chocs efficaces est de 10^{-3} seconde.

Cependant, Holstein [77], Mohler [78] et Ben Daniel [79] ont montré que le phénomène de piégeage de la radiation de résonance augmentait la durée de vie effective de cet état excité dans des proportions considérables. Si la pression de césium est de l'ordre du millimètre de mercure, la durée de vie effective devient $1{,}2.10^{-5}$ R seconde [77] si l'enceinte est un tube infini de rayon R (en centimètres). Dans les convertisseurs habituels, ceci correspond approximativement à une durée de vie de 10^{-5} seconde. A partir de ces données, Steinberg [74] a montré que ce mode d'ionisation pouvait être important dans les convertisseurs à plasma et expliquer, au moins en partie, les décharges observées expérimentalement.

Ajoutons que les photons émis par la cathode peuvent dans une certaine mesure, exciter des atomes de césium sur le niveau de résonance et aider les électrons du plasma et ceci d'autant plus que la température de cathode est plus élevée. En effet, comme le montrent Ribaud [80] et Jensen [81] lorsque la température de cathode croît le maximum de la courbe de radiation de la cathode a lieu pour des longueurs d'onde se rapprochant de plus en plus de la longueur d'onde de la raie de résonance de la vapeur de césium (8 521 Å).

La figure 13 donne les courbes du platine. On y a porté la longueur d'onde de la raie de résonance du césium. La surface hachurée représente, à un facteur près, l'énergie fournie par la cathode susceptible d'exciter des atomes de césium. On voit sur ce graphique que cette énergie croît avec la température.

L'énergie des électrons requise pour provoquer l'ionisation est alors plus faible qu'en l'absence de photons (1,45 eV de moins), le potentiel accélérateur



Brillances spectrales énergétiques du platine à diverses températures

FIG. 13.

est diminué d'autant et la tension de sortie augmentée dans le même rapport.

Un assez grand nombre d'études théoriques et expérimentales ont été réalisées sur l'ionisation cumulative [82] à [87]. Dans l'ensemble, elles montrent qu'un arc à basse tension ne peut être maintenu avec des tensions inférieures au premier potentiel d'excitation du gaz de remplissage.

Aucune des hypothèses précédemment citées n'est entièrement satisfaisante. Il est délicat, d'autre part, d'obtenir des données expérimentales sur le comportement du convertisseur à plasma fonctionnant en régime d'arc. La méthode classique qui consiste à utiliser des sondes de Langmuir n'est pas applicable en raison du faible volume de l'espace interélectrode. Les sondes d'ailleurs perturbent les phénomènes et les résultats qu'elles peuvent apporter sont sujets à caution.

2.3.4 **Rendement. Adaptation à la charge.** — Dans un convertisseur à haute pression de césium, aux pertes définies au paragraphe 2.2.2, s'ajoutent des pertes Q_p dues à la conductivité thermique K_p du plasma de césium.

$$Q_p = \frac{K_p(T - T_a)}{d}.$$

Il en résulte une diminution de rendement de l'ordre de 5 p. 100 pour les convertisseurs usuels.

D'autre part, il est nécessaire de tenir compte de la variation du travail de sortie due au recouvrement de l'émetteur (fig. 3).

Dans ces conditions, les variations du rendement théorique maximum sont données par la figure 14 [88].

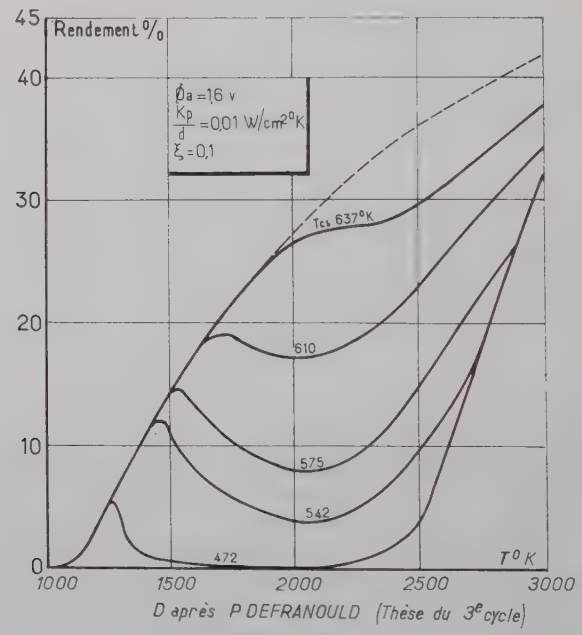


FIG. 14.

L'adaptation à la charge peut être traitée de la même façon que pour les convertisseurs à basse pression. En régime d'arc, l'étude expérimentale de l'adaptation devrait permettre de déterminer la part du courant collecté due à l'émission.

CHAPITRE III

Étude mathématique de l'influence de l'inhomogénéité des électrodes

Le travail de sortie des émetteurs polycristallins n'est pas homogène [89]. Il dépend de l'orientation cristalline du grain (ou patch) considéré. Ainsi, Smith [90] a montré que le travail de sortie du tungstène pouvait varier de 4,29 eV pour la direction 1.1.6 à 4,65 eV pour la face 1.1.2.

L'adsorption de gaz à la surface des métaux dépend également de l'orientation cristalline des grains qui les composent.

Ces phénomènes modifient la caractéristique courant-tension et diminuent la puissance utile. Afin de pouvoir chiffrer cet écart nous montrerons que toute caractéristique courant-tension peut résulter de l'inhomogénéité d'une seule des électrodes et que toute diode composée de deux électrodes inhomogènes est équivalente à une diode ne comprenant qu'une seule électrode non homogène.

3.1 **Distribution équivalente à une caractéristique courant-tension.** — Lorsque les dimensions des grains sont faibles devant la distance interélectrode, le problème est difficile à traiter. Dans le cas contraire, on peut assimiler la diode à un certain nombre de diodes élémentaires en parallèle (fig. 15) c'est l'hypothèse que

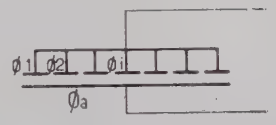


FIG. 15.

nous ferons ici. Nous supposerons en outre que la charge d'espace est neutralisée, que la répartition de potentiel est linéaire entre les électrodes (fig. 16) et que les phénomènes de transport sont négligeables.

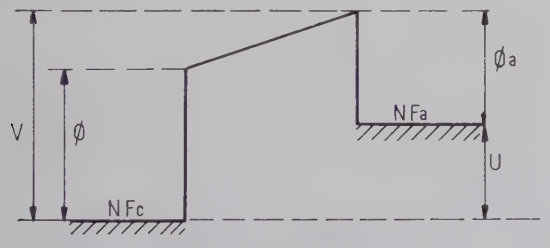


FIG. 16.

Chaque émetteur élémentaire a une surface dS et un travail de sortie compris entre $\varnothing$ et $\varnothing + d\varnothing$.

Si $f(\varnothing)$ est la fonction de répartition des travaux de sortie on peut écrire [91]

$$d\mathrm{S} = f(\varnothing)d\varnothing.$$

Le calcul est fait en supposant la surface totale égale à l'unité de surface.

Le courant émis par l'élément dS étant égal à i le courant J émis par l'unité de surface est :

$$\mathrm{J} = \int_{\mathrm{S}} i d\mathrm{S} = \int_0^{\infty} i f(\varnothing)d\varnothing. \tag{25}$$

Suivant que le travail de sortie des différents « patches » est inférieur ou supérieur à l'amplitude V de la barrière de potentiel, on écrira :

$$i_1 = \mathrm{AT}^2 \exp\left(-\frac{e\varnothing}{k\mathrm{T}}\right) \text{Si } \varnothing > \mathrm{V}$$

ou (26)

$$i_2 = \mathrm{AT}^2 \exp\left(-\frac{e\mathrm{V}}{k\mathrm{T}}\right) \text{Si } \varnothing < \mathrm{V}.$$

L'intégrale (25) doit donc être décomposée en deux intégrales.

$$\mathrm{J} = \int_0^{\mathrm{V}} i_2 f(\varnothing)d\varnothing + \int_{\mathrm{V}}^{\infty} i_1 f(\varnothing)d\varnothing. \tag{27}$$

En remplaçant dans (27) i_1 et i_2 par leurs valeurs, et en dérivant par rapport à V on obtient :

$$\frac{1}{\mathrm{AT}^2}\frac{d\mathrm{J}}{d\mathrm{V}} = -\frac{e}{k\mathrm{T}} \exp\left(-\frac{e\mathrm{V}}{k\mathrm{T}}\right) \int_0^{\mathrm{V}} f(\varnothing)d\varnothing. \tag{28}$$

En tenant compte de (26) et en dérivant une seconde il vient :

$$f(\mathrm{V}) = \gamma' - \frac{k\mathrm{T}}{e}\gamma'' \tag{29}$$

avec

$$\gamma = \frac{\mathrm{J}}{i_2}.$$

Dans cette formule V est égal à la tension aux bornes du convertisseur augmentée du travail de sortie de l'anode (supposé uniforme) (voir fig. 16).

La fonction de répartition du travail de sortie de l'émetteur se détermine donc à partir de la caractéristique courant-tension lorsque l'on connaît le travail de sortie de l'anode.

Nous avons supposé pour établir cette formule que le travail de sortie du collecteur était homogène. En réalité il n'en est pas ainsi et en supposant l'émetteur homogène on aurait pu de la même façon déterminer une fonction de distribution du travail de sortie du collecteur.

La formule (29) donne la « fonction de répartition équivalente » qui permet, tout en supposant le collecteur homogène, de représenter correctement le fonctionnement du convertisseur.

Afin d'obtenir des renseignements plus précis sur le comportement des diodes ayant un émetteur et un collecteur inhomogènes, nous avons dans ce cas calculé la fonction de distribution équivalente de l'émetteur.

3.2 **Distribution équivalente à un collecteur et à un émetteur inhomogènes.** — 3.2.1 **Cas général.** — Soient $E(\varnothing_E)$ et $C(\varnothing_C)$ les fonctions de répartition d'un émetteur et d'un collecteur inhomogènes.

On aura évidemment :

$$\int_0^\infty E(\varnothing_E)d\varnothing_E = 1 \qquad \int_0^\infty C(\varnothing_C)d\varnothing_C = 1. \quad (30)$$

Pour chacune de ces deux distributions on pourra définir un travail de sortie moyen $\varnothing_{ME}$ et $\varnothing_{MC}$ et un travail de sortie effectif équivalent $\varnothing_{ER}$ et $\varnothing_{CR}$.

$$\varnothing_{ME} = \int_0^\infty \varnothing_E . E(\varnothing_E) . d\varnothing_E \quad (31)$$

$$\exp\left(-\frac{e\varnothing_{ER}}{kT}\right) = \int_0^\infty \exp\left(-\frac{e\varnothing_E}{kT}\right) . E(\varnothing_E) . d\varnothing_E. \quad (32)$$

Nous nous proposons de déterminer une répartition du travail de sortie de l'émetteur $f(\varnothing)$ qui, si le collecteur était homogène (travail de sortie $\varnothing_{oc}$), donnerait la même caractéristique courant-tension que les électrodes inhomogènes définies précédemment.

Les hypothèses de calcul étant les mêmes qu'au paragraphe 3.1, considérons un grain de l'anode ayant un travail de sortie $\varnothing_C$. Si $\varnothing_E < \varnothing_C + U$ le courant collecté i_1 sera égal à :

$$i_1 = AT^2 \exp\left[-\frac{e(\varnothing_C + U)}{kT}\right].$$

Dans le cas contraire : $\varnothing_E > \varnothing_C + U$

$$i_2 = AT^2 \exp\left[\frac{e\varnothing_E}{kT}\right].$$

Le courant J_C collecté par les grains ayant un travail de sortie $\varnothing_C$ est donc :

$$J_C = \int_0^{U+\varnothing_C} i_1 E(\varnothing_E)d\varnothing_E + \int_{U+\varnothing_C}^\infty i_2 E(\varnothing_E)d\varnothing_E. \quad (33)$$

Le courant J_T collecté par l'ensemble de l'anode est alors :

$$J_T = \int_0^\infty J_C C(\varnothing_C)d\varnothing_C. \quad (34)$$

Si le travail de sortie de l'anode était uniforme sur toute la surface et avait pour valeur $\varnothing_{oc}$ le courant J_T vaudrait

$$J_T = \int_0^{U+\varnothing_{oc}} AT^2 \exp\left[-\frac{e(\varnothing_{oc}+U)}{kT}\right] f(\varnothing)d\varnothing + \int_{U+\varnothing_{oc}}^\infty AT^2 \exp\left(-\frac{e\varnothing}{kT}\right) f(\varnothing)d\varnothing \quad (35)$$

$f(\varnothing)$ est la fonction de répartition équivalente de l'émetteur lorsque le travail de sortie de l'anode est constant et égal à $\varnothing_{oc}$.

En égalant les formules (34) et (35) et en dérivant deux fois par rapport à U on obtient :

$$\exp\left[-\frac{e(\varnothing_{oc}+U)}{kT}\right] f(U+\varnothing_{oc}) = \int_0^\infty \exp\left[-\frac{e(\varnothing_C+U)}{kT}\right] E(\varnothing_C+U)C(\varnothing_C)d\varnothing_C \quad (36)$$

Pour que ceci soit valable, il est nécessaire que :

— $J_C(U, \varnothing_C)$ soit intégrable,

— $\frac{dJ_C}{dU}$ et $\frac{d^2J}{dU^2}$ soient continus.

— Il existe deux fonctions $G(\varnothing_C)$ et $H(\varnothing_C)$ intégrables telles que :

$$\left|\frac{dJ_C}{dU}\right| \leqslant H(\varnothing_C)$$

$$\left|\frac{d^2J_C}{dU^2}\right| \leqslant G(\varnothing_C)$$

quels que soient U et $\varnothing_C$.

3.2.2 **Exemple d'application.** — Les répartitions les plus courantes peuvent généralement être représentées par une courbe de Gauss.

On a alors :

$$E(\varnothing_E) = k_E \exp -\frac{(\varnothing_E - \varnothing_{ME})^2}{2(\Delta\varnothing_E)^2}$$
$$E(\varnothing_C) = k_C \exp -\frac{(\varnothing_C - \varnothing_{MC})^2}{2(\Delta\varnothing_C)^2} \quad (37)$$

avec

$$k_E = \frac{1}{\left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\varnothing_{ME}}{\sqrt{2}\Delta\varnothing_E}\right)\right]\Delta\varnothing_E\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \quad (38)$$

k_C est défini par une formule analogue.

Le travail de sortie statistique moyen est approximativement $\varnothing_{ME}$ à condition que les fonctions $E(\varnothing_E)$ et $C(\varnothing_C)$ prennent pour $\varnothing = 0$ des valeurs très faibles, c'est-à-dire que $\frac{\varnothing_{ME}^2}{2(\Delta\varnothing_E)^2}$ soit grand.

Le travail de sortie effectif équivalent est défini par les relations (32).

Tous calculs faits, on obtient :

$$\exp\left(-\frac{e\varnothing_{ER}}{kT}\right) = k_E\sqrt{\frac{\pi}{2}}\Delta\varnothing_E \exp\left[-\frac{e\varnothing_{ME}}{kT} + \left(\frac{e\Delta\varnothing_E}{\sqrt{2}kT}\right)^2\right]\left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{\varnothing_{ME}}{\sqrt{2}\Delta\varnothing_E} - \frac{e\Delta\varnothing_E}{kT\sqrt{2}}\right)\right] \quad (39)$$

comme $\frac{\varnothing_{ME}^2}{2\Delta\varnothing_E^2}$ doit être grand, par exemple :

$$\frac{\varnothing_{ME}}{\sqrt{2}\Delta\varnothing_E} \geqslant 3 \qquad (40)$$

on pourra poser sans faire d'erreur appréciable :

$$k_E = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\varnothing_E}$$

et

$$\varnothing_{ER} = \varnothing_{ME} - \frac{e}{kT}\frac{\Delta\varnothing_E^2}{2}. \qquad (41)$$

La répartition équivalente est obtenue en appliquant la formule (36).

En faisant $U + \varnothing_{oc} = \varnothing$ et en utilisant (40) on obtient :

$$f(\varnothing) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\Delta\varnothing_E^2 + \Delta\varnothing_C^2}}$$

$$\exp\left[-\frac{\left[\varnothing - \varnothing_{oc} - \varnothing_{ME} + \varnothing_{MC} - \frac{e}{kT}(\Delta\varnothing_C)^2\right]^2}{2[(\Delta\varnothing_E)^2 + (\Delta\varnothing_C)^2]} - \frac{e}{kT}(\varnothing_{MC} - \varnothing_{oc}) + \left(\frac{e\Delta\varnothing_C}{\sqrt{2}kT}\right)^2\right].$$

Afin de ne pas modifier le travail de sortie effectif du collecteur, nous choisirons :

$$\varnothing_{oc} = \varnothing_{MC} - \frac{e}{kT}\frac{\Delta\varnothing_C^2}{2}.$$

On obtient alors :

$$f(\varnothing) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{\Delta\varnothing_E^2 + \Delta\varnothing_C^2}} \exp - \frac{\left[\varnothing - \varnothing_{ME} - \frac{e}{kT}\frac{(\Delta\varnothing_C)^2}{2}\right]^2}{2[\Delta\varnothing_E^2 + \Delta\varnothing_C^2]}.$$

On vérifie que le travail de sortie de l'émetteur est conservé

$$\varnothing_{RE} = \varnothing_{ME} - \frac{e}{kT}\frac{\Delta\varnothing_E^2}{2}.$$

En résumé, une diode constituée de 2 électrodes inhomogènes est équivalente à une diode constituée d'une anode homogène et d'une cathode inhomogène. Les travaux de sortie effectifs des électrodes du convertisseur équivalent sont les mêmes que ceux du convertisseur initial. Le travail de sortie moyen $\varnothing'_M$ de la répartition équivalente vaut

$$\varnothing'_M = \varnothing_{ME} - \frac{e}{kT}\frac{\Delta\varnothing_C^2}{2}. \qquad (41)$$

L'écart moyen devient :

$$\Delta\varnothing' = \sqrt{\Delta\varnothing_E^2 + \Delta\varnothing_C^2}.$$

On vérifie que si $\Delta\varnothing_C$ tend vers zéro $f(\varnothing)$ tend vers $E(\varnothing)$. La répartition équivalente ne dépend de $\varnothing_{ME}$ que sous la forme $\varnothing - \varnothing_{ME}$. Elle ne dépend pas de $\varnothing_{MC}$.

Nous avons vérifié, au moyen d'une calculatrice numérique IBM 7094, que les approximations faites n'entraînaient pas d'erreurs supérieures à 10^{-6} dans les cas classiques.

3.3 **Diminution de puissance causée par l'inhomogénéité d'une électrode.** — 3.3.1 **Cas général.** — Nous venons de voir qu'il existe une diode ayant une seule électrode non homogène, équivalente à une diode dont les deux électrodes sont inhomogènes.

Nous traiterons donc le cas où une seule électrode, par exemple l'émetteur est inhomogène.

Compte tenu des hypothèses du paragraphe 3.1, le courant collecté par l'anode vaut :

$$J = AT^2\int_{\varnothing_C+U}^{\infty} \exp\left(-\frac{e\varnothing}{kT}\right) f(\varnothing)d\varnothing + AT^2 \exp\left[-\frac{e(\varnothing_C + U)}{kT}\right]\int_0^{\varnothing_C+U} f(\varnothing)d\varnothing.$$

Lorsque la puissance est maximum on a :

$$\frac{d(UJ)}{dU} = 0$$

soit encore

$$\left[1 - \frac{eU}{kT}\right]\exp\left[-\frac{e(\varnothing_C + U)}{kT}\right]\int_0^{\varnothing_C+U} f(\varnothing)d\varnothing + \int_{\varnothing_C+U}^{\infty} \exp\left(-\frac{e\varnothing}{kT}\right) f(\varnothing)d\varnothing = 0.$$

Cette expression définit la tension U'_M pour laquelle la puissance utile est maximum.

Il est alors facile de calculer la puissance utile maximum P'_M.

Si l'émetteur était homogène on aurait obtenu :

$$U_M = \varnothing_{RE} - \varnothing_C$$

$$P_M = AT^2 \exp\left[-\frac{e(\varnothing_{RE} - \varnothing_C)}{kT}\right](\varnothing_{RE} - \varnothing_C).$$

Il est possible de définir deux paramètres α et η qui caractérisent l'influence de l'émetteur inhomogène.

$$\alpha = \frac{U'_M}{U_M}$$

$$\eta = \frac{P'_M}{P_M}.$$

Lorsque la fonction $(f\varnothing)$ est quelconque il n'est pas possible d'expliciter α et η, aussi nous étudierons plus particulièrement le cas où $f(\varnothing)$ est une fonction de Gauss.

3.3.2 **Cas d'une distribution gaussienne.** — Dans ces conditions on a :

$$f(\varnothing) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta\varnothing} \exp\left[-\frac{(\varnothing - \varnothing_M)^2}{2(\Delta\varnothing)^2}\right].$$

En remplaçant $f(\varnothing)$ par sa valeur, après avoir introduit le travail de sortie effectif $\varnothing_R$ au lieu du travail de sortie moyen $\varnothing_M$ et calculé la dérivée du produit UJ on obtient l'équation suivante dont la résolution donne U'_M :

$$-\exp\left[-\frac{e(\varnothing_C+U)}{kT}\right]\left[1+\operatorname{erf}\frac{\varnothing_C+U-\varnothing_R-\frac{e}{kT}\frac{(\Delta\varnothing)^2}{2}}{\sqrt{2}\Delta\varnothing}\right]\left[1-\frac{eU}{kT}\right]$$

$$=\exp\left(-\frac{e\varnothing_R}{kT}\right)\left[1-\operatorname{erf}\frac{\varnothing_C+U-\varnothing_R+\frac{e}{kT}\frac{(\Delta\varnothing)^2}{2}}{\sqrt{2}\Delta\varnothing}\right].$$

La puissance maximum est alors

$$P'_M=\frac{AT^2}{2}\frac{eU'^2_M}{kT}\exp\left[-\frac{e(\varnothing_C+U'_M)}{kT}\right]\left[1+\operatorname{erf}\frac{\varnothing_C+U_M-\varnothing_R-\frac{e}{kT}(\Delta\varnothing)^2}{\sqrt{2}\Delta\varnothing}\right].$$

Les coefficients α et η sont :

$$\alpha=\frac{U'_M}{\varnothing_R-\varnothing_C}$$

$$\eta=\frac{\alpha}{2}\frac{eU'_M}{kT}\exp\left[-\frac{e(\varnothing_C+U'_M-\varnothing_R)}{kT}\right]\left[1+\operatorname{erf}\frac{\varnothing_C+U'_M-\varnothing_R-\frac{e}{kT}\frac{(\Delta\varnothing)^2}{2}}{\sqrt{2}\Delta\varnothing}\right].$$

Afin de réduire le nombre de paramètres on posera :

$$\frac{eU'_M}{kT}=u'_M;\qquad\frac{e(\varnothing_R-\varnothing_C)}{kT}=\varphi;\qquad\frac{e\Delta\varnothing}{kT}=\delta\varphi.$$

La formule qui donne u'_M devient :

$$-\exp(\varphi-u'_m)\left[1+\operatorname{erf}\frac{u'_m-\varphi-\frac{(\delta\varphi)^2}{2}}{\sqrt{2}(\delta\varphi)}\right][1-u'_m]=1-\operatorname{erf}\frac{u'_m-\varphi+\frac{(\delta\varphi)^2}{2}}{\sqrt{2}(\delta\varphi)}$$

et les coefficients s'écrivent :

$$\alpha=\frac{\alpha u'_m}{\varphi}$$

$$\eta=\frac{\alpha u'_m}{2}\exp(\varphi-u'_m)\left[1+\frac{u'_m-\varphi-\frac{(\delta\varphi)^2}{2}}{\sqrt{2}\delta\varphi}\right].$$

La résolution de ces équations a été faite au moyen d'un calculateur numérique IBM 7094.

Les résultats sont présentés figure 17.

Comme on pouvait s'y attendre, la diminution relative de puissance est surtout sensible lorsque la différence de potentiel de contact est faible. On remarque que cette diminution devient rapidement importante si $\delta\varphi$ croît. La température de l'émetteur a une influence moins marquée. Cependant, il faut noter que tout accroissement de T réduit les pertes dues à l'inhomogénéité des électrodes.

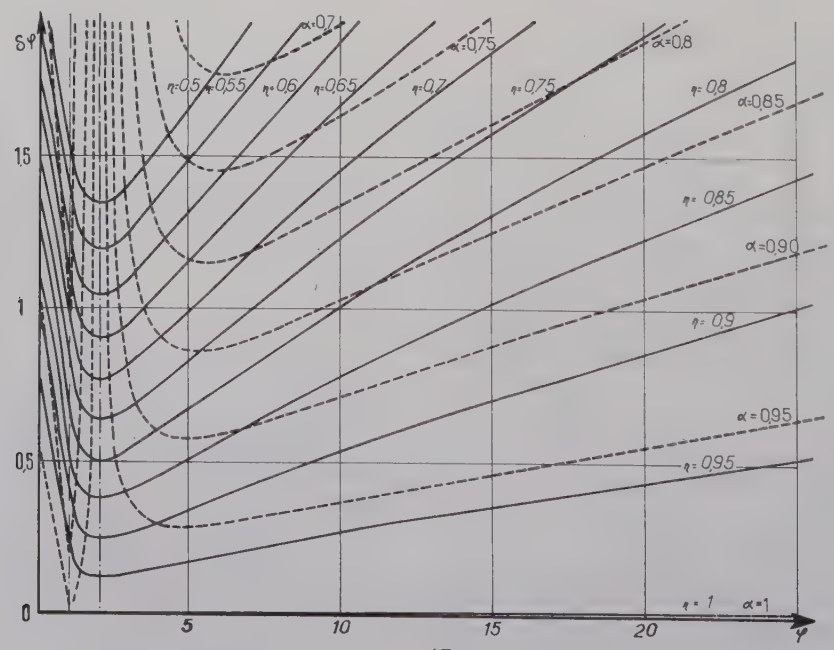


FIG. 17.

CHAPITRE IV

4 Étude expérimentale

L'étude expérimentale consiste essentiellement en essais effectués sur deux convertisseurs conçus en collaboration avec la Compagnie générale de Télégraphie sans Fil (C. S. F.). Leurs caractéristiques constructives seront examinées et les schémas de montage décrits. Avant d'étudier en détail les caractéristiques courant-tension obtenues on donnera quelques indications concernant le comportement général de ces convertisseurs.

4.1 **Description des convertisseurs.** — Les convertisseurs étudiés possèdent un certain nombre de points communs. Ils se composent outre le convertisseur proprement dit, d'un dispositif assurant le chauffage de l'émetteur par bombardement électronique et d'un certain nombre d'accessoires de réglage et de mesure. Ils diffèrent l'un de l'autre par leur conception technologique. Après avoir décrit le premier de ces convertisseurs nous exposerons les améliorations qui y ont été apportées et dont a bénéficié le second.

4.1.1 **Description du convertisseur n° 1.** — La figure 18 représente cette première diode.

4.1.1.1 LE CONVERTISSEUR PROPREMENT DIT. — Afin d'avoir la possibilité d'étudier l'influence de la distance interélectrode sur le comportement de la diode, la géométrie plane a été choisie. C'est, en effet, la seule disposition simple qui permette de faire varier ce paramètre. L'étanchéité est assurée par un soufflet.

L'émetteur est constitué d'une pastille de tungstène, de 2 cm² de surface, soudée sur une membrane tronconique de tantale. Il est chauffé par bombardement électronique.

L'anode d'une surface de 1 cm² est en nickel. Un anneau de garde, en nickel également, permet d'éliminer les effets de bord et délimite la surface utile du convertisseur.

Un tube d'alumine isole électriquement la cathode de l'anode.

Une gouttière, à la partie inférieure de l'enceinte, constitue le réservoir de césium.

4.1.1.2 LE CANON A ÉLECTRONS. — C'est en laboratoire, la source de chaleur la plus simple et la plus maniable qui permet d'obtenir une cathode équipotentielle. Situé dans la partie supérieure du convertisseur, il est composé d'un filament de tungstène thorié et d'un Wehnelt de molybdène.

Le filament est chauffé par effet Joule. Les électrons qu'il émet sont accélérés sur la cathode par un champ

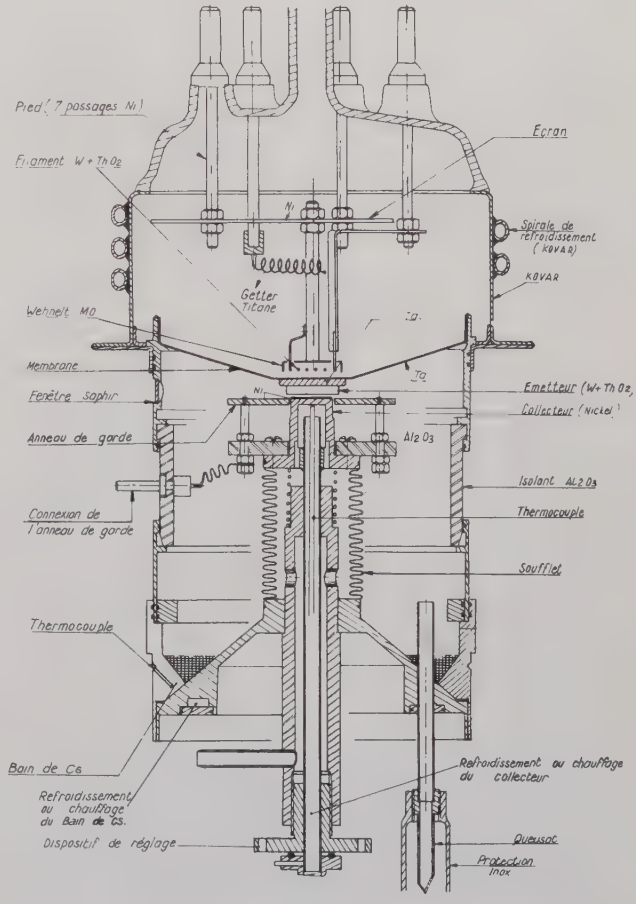


FIG. 18.

électrique de quelques kilovolts par centimètre. Le Wehnelt, au potentiel du filament, concentre sur la cathode tous les électrons émis. Ce canon très rudimentaire présente un inconvénient : la température de la cathode ne dépend pas seulement de la puissance électronique de bombardement. En effet, le filament, porté à haute température et proche de la cathode, fournit à celle-ci un supplément de puissance par rayonnement. De ce fait, la température de la cathode du convertisseur dépend, non seulement de la puissance électronique de bombardement, mais aussi de la température du filament du canon (fig. 19).

4.1.1.3 LES ACCESSOIRES DE RÉGLAGE ET DE MESURE. — *Le getter.* — Au cours du fonctionnement, certaines parties de l'enceinte sont susceptibles de

dégazer. Afin de maintenir, dans le compartiment supérieur la faible pression (quelque 10^{-5} torr) nécessaire au bon fonctionnement du canon, une pompe à titane a été prévue.

Un filament de titane est porté à haute température par effet Joule. Il se vaporise partiellement. Un film de titane se forme sur les parois de l'enceinte, et absorbe les molécules gênantes.

— *Protection des soudures verre-métal.* — L'enceinte du canon est constituée de verre et de kovar. Les traversées étanches destinées au chauffage du filament doivent être maintenues à basse température. Un écran de nickel les protège du rayonnement du filament. Un serpentin, soudé sur la partie en kovar, élimine les calories, qui, par conduction, chaufferaient la soudure verre-métal.

— *Mesure de la température de cathode.* — Un étalonnage (fig. 19) effectué au cours du pompage du tube,

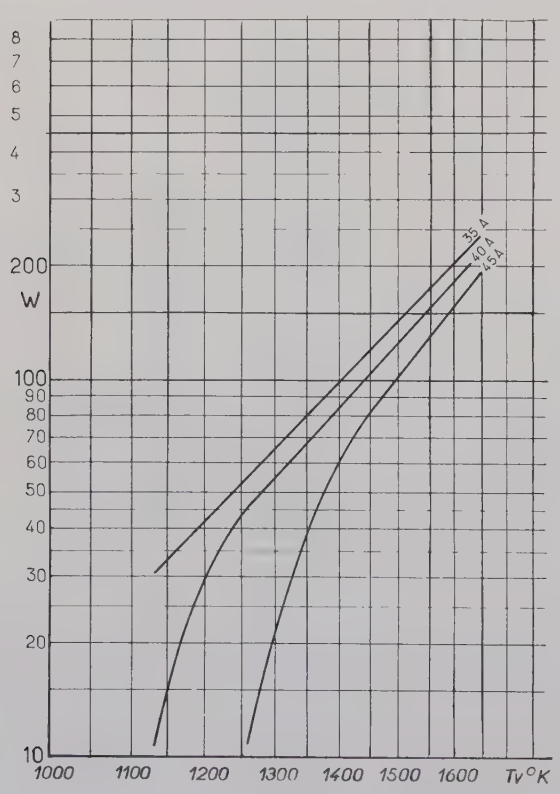


FIG. 19.

a permis de déterminer la relation qui lie la température de cathode à la puissance de bombardement électronique et à l'intensité de chauffage du filament de bombardement.

Une vérification peut être effectuée par pyrométrie, grâce à la fenêtre de saphir encastrée dans la paroi latérale de l'enceinte. Malheureusement, le chauffage de la cathode provoque à la longue la vaporisation du métal qui la constitue. Ce métal se dépose sur la paroi du tube et en particulier sur la fenêtre de saphir. Le coefficient de transmission de cette dernière diminue et la mesure de la température de cathode par pyrométrie n'est plus possible.

— *Mesure et réglage de la température d'anode.* — Une canalisation, représentée figure 18, permet de régler la température de l'anode. La mesure se fait par thermocouple (chromel-alumel).

— *Mesure et réglage de la température du bain de césium.* — Comme pour l'anode, une canalisation, située sous le réservoir permet de régler la température du bain de césium. La mesure se fait au moyen d'un thermocouple chromel-alumel.

— *Mesure et réglage de la distance interélectrode.* — Le dispositif de réglage est situé à la partie inférieure du convertisseur. Un tour de vis correspond à un déplacement de 1 mm de l'anode. Un tambour portant 100 divisions permet d'apprécier le centième de millimètre.

La mesure est relative. On détermine l'écartement zéro, en amenant l'anode au contact de la cathode (le court-circuit est détecté au moyen d'un ohmmètre). Puis on écarte l'anode d'une distance connue.

— *Chauffage de l'isolateur.* — L'isolateur d'alumine doit être porté à une température supérieure à celle du bain de césium et ceci pour deux raisons. S'il en était autrement le césium se condenserait sur l'isolant. La résistance d'isolement diminuerait et le convertisseur serait inutilisable. D'autre part, si l'on admet que la pression de césium est saturante, elle est déterminée par la température du point froid de l'enceinte. Ce point froid doit être le bain de césium. C'est donc aussi pour éliminer un faux point froid que l'isolateur doit être chauffé. Une chaufferette (non représentée fig. 18) permet de réaliser ce chauffage.

4.1.2 **Description du convertisseur n° 2.** — Représenté figure 20, il diffère sensiblement du précédent. Le support de l'émetteur (tantale) est cylindrique. Cette géométrie réduit les effets néfastes du cyclage (chauffage, refroidissement, chauffage, etc.).

Le réservoir de césium est nettement séparé de l'enceinte. Ceci facilite le réglage de cette température et rend la mesure plus précise.

Le canon à électrons est dans une enceinte démontable qui reste en permanence connectée à une pompe à vide. Le getter est inutile.

Par pyrométrie la température de cathode peut être contrôlée à tout moment. Une fenêtre de saphir permet de viser une cavité cylindrique aménagée dans la cathode (fig. 21). Un écran magnétique mobile protège cette fenêtre des dépôts métalliques dus à la vaporisation de la cathode de tantale. L'émissivité de la cavité est d'après [92] égale à 0,9. Un étalonnage préalable

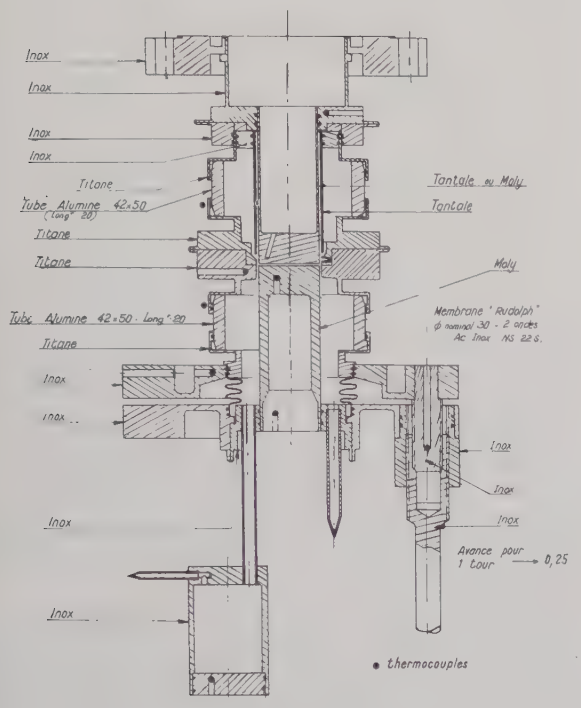


FIG. 20.

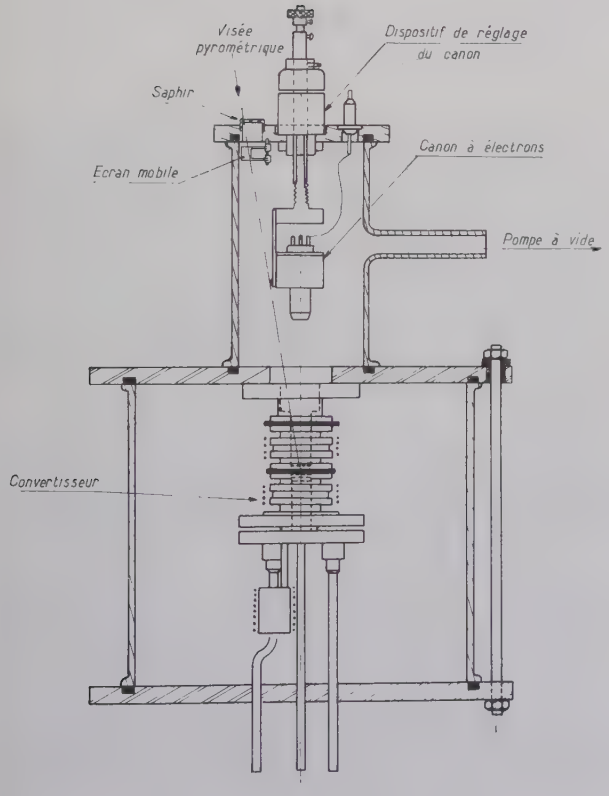


FIG. 21.

a permis de déterminer le gradient de température entre le fond de la cavité et la surface émissive. Cette correction de l'ordre de 1,25 p. 100 est à ajouter à la correction (1 p. 100) due à la transmission du saphir.

Le réglage de la distance interélectrode, assuré par un montage différentiel est plus précis que pour le premier convertisseur.

Enfin, dix thermocouples permettent de contrôler les températures en différents points de l'enceinte.

L'ensemble du convertisseur est dans une cloche en verre sous pression d'argon afin d'éviter l'oxydation.

4.1.3 **Schéma de montage.** — 4.1.3.1 ALIMENTATION DU CANON. — Le schéma de montage est donné par la figure 22. La puissance électronique de bombardement est mesurée au moyen du voltmètre et au milliampèremètre. L'intensité de chauffage du filament

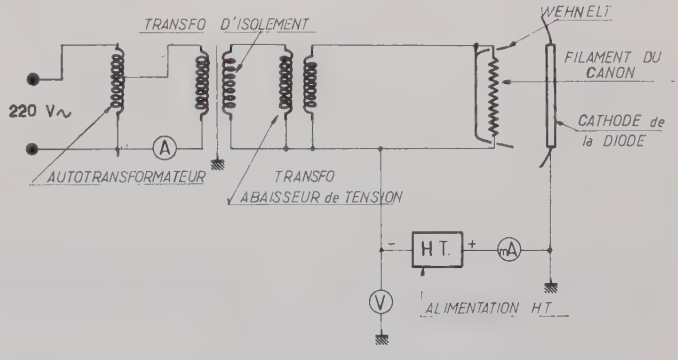


FIG. 22.

est mesurée par l'intermédiaire de l'ampèremètre. Un étalonnage préalable ayant montré que le rapport de transformation du système de transformateurs est de 10 il est facile d'en tirer le courant de chauffage du filament. L'étalonnage donné figure 19 permet alors de connaître la température de cathode.

4.1.3.2 L'APPAREILLAGE DE MESURE. — Les forces électromotrices des différents thermocouples sont mesurées par des galvanomètres.

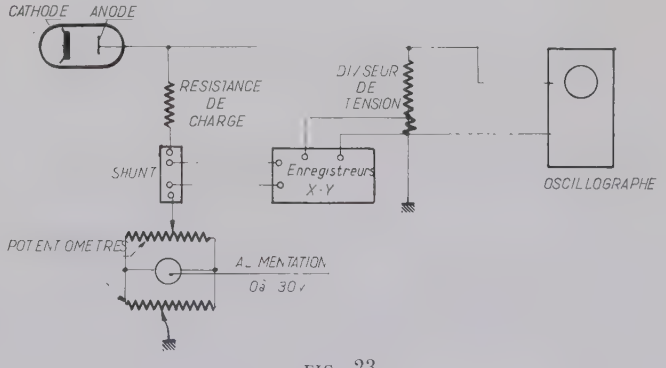


FIG. 23.

Les chaufferettes sont alimentées par plusieurs autotransformateurs.

Une alimentation stabilisée permet de faire varier la tension de — 30 à + 30 V, et de tracer, au moyen d'un enregistreur X — Y, la caractéristique courant-tension. Le schéma de montage est donné figure 23

4.2 **Comportement général.** — Si, avant d'entrer dans le détail des mesures, nous consacrons un paragraphe au comportement général des convertisseurs, c'est parce que celui-ci n'a pas toujours été normal. Un certain nombre de ces anomalies peuvent s'expliquer, au moins en partie, par une étude préalable des erreurs entachant les mesures. Les autres, surtout celles qui concernent le deuxième convertisseur, ne peuvent se comprendre qu'en faisant appel à des notions plus complexes.

4.2.1 **Précison des mesures.** — Les difficultés technologiques rencontrées lors de la fabrication des convertisseurs ont conduit, quelquefois, à simplifier la structure de ces diodes. Les méthodes de mesures envisagées ont été corrigées et quelques paramètres n'ont pu être déterminés qu'approximativement.

4.2.1.1 TEMPÉRATURE D'ÉMETTEUR. — La température de l'émetteur doit être déterminée par pyrométrie. La fenêtre prévue à cet effet s'obscurcissant assez rapidement un étalonnage préalable s'est avéré nécessaire.

Malheureusement les contraintes thermiques, provoquées par le cyclage de la cathode (chauffage, refroidissement, chauffage, etc.) et l'évaporation des matériaux due au chauffage, modifient les propriétés de la cathode et de son support. Si bien que l'étalonnage initial peut devenir inutilisable. Afin de réduire ces causes d'erreur nous avons été contraints d'opérer à basse température et de réduire le nombre des cycles de chauffage au strict minimum. D'autre part, l'étalonnage n'a été fait qu'en fonction des caractéristiques de chauffage. Or la température de cathode varie (à puissance thermique constante) avec la pression de césium et la distance interélectrode.

Il est délicat dans ces conditions d'évaluer la précision avec laquelle est connu ce paramètre. Il est probable que l'erreur est inférieure à 5 p. 100, mais il est prudent de l'évaluer à 10.

La température de l'émetteur de la deuxième diode peut être mesurée directement. L'erreur due au vieillisement du tube est éliminée. La variation de température en fonction de la pression de césium et de la distance interélectrode peut être appréciée. L'erreur de lecture inférieure à 1 p. 100 est faible devant l'erreur (30 p. 100) commise sur les corrections. Celles-ci sont dues à l'émissivité du tantale, au gradient de température entre les deux faces de la cathode et au coefficient de transmission de la fenêtre de saphir. Les corrections ne représentant que 3 à 4 p. 100 de la valeur de la température l'erreur globale ne dépasse vraisemblablement pas 5 p. 100.

4.2.1.2 TEMPÉRATURE DU COLLECTEUR. — La mesure de la température du collecteur devait se faire au moyen d'un thermocouple (platine-platine Rhodié) incorporé au premier convertisseur. Le comportement, pour le moins bizarre, de ce thermocouple nous a conduit à introduire un thermocouple (fer constantan) dans le tuyau de refroidissement de l'anode. Si le contact anode thermocouple est loin d'être parfait, la soudure du thermocouple est dans le flux gazeux qui chauffe ou refroidit le collecteur. On peut estimer q'uen régime stationnaire, la différence des températures est faible et que l'erreur maximum est inférieure à 5 %.

Cette disposition a été conservée pour la seconde diode. Le thermocouple étant soudé sur l'anode l'erreur de mesure est beaucoup plus faible.

4.2.1.3 PRESSION DE CÉSIUM. — La pression de césium dans l'espace interélectrode est déterminée indirectement. On mesure (à 1 p. 100 près) la température du réservoir de césium et on en déduit la pression en admettant que la pression de vapeur est, entre les électrodes, saturante. L'erreur de mesure est négligeable. Il est cependant possible que l'hypothèse de la vapeur saturante ne soit pas valable. Dans ce cas, l'erreur globale peut atteindre 50 p. 100.

4.2.1.4 DISTANCE INTERÉLECTRODE. — La distance interélectrode est déterminée en deux temps. Le « zéro » est détecté au moyen d'un ohmmètre. Malheureusement le parallélisme des électrodes, des impuretés, etc. viennent fausser la détermination du zéro. Dans l'ensemble, on peut admettre que ce dernier est connu à 100 μ près dans le premier modèle et à 10 μ près dans le second. L'erreur sur la mesure de la distance est nettement plus faible : 10 μ dans le premier cas, 4 μ dans le second.

4.2.1.5 GRANDEURS ÉLECTRIQUES. — L'erreur sur les grandeurs électriques, tension et courant est négligeable ; elle ne dépend que de la précision de l'enregistreur, du shunt et du diviseur de tension. Cependant, lorsqu'il est nécessaire de tracer les caractéristiques en coordonnées semi-logarithmiques l'erreur sur les faibles courants est bien souvent gênante, même après avoir fait la correction due à la résistance de fuite de l'isolateur.

Remarque : Il est possible d'éliminer cette correction en plaçant l'ampèremètre directement dans le circuit du convertisseur. Une correction sur la mesure de la tension est alors nécessaire.

4.2.2 **Comportement général des convertisseurs.** — 4.2.2.1 PREMIER CONVERTISSEUR. — La figure 24 donne quelques caractéristiques courant tension obtenues avec le premier convertisseur. La distance interélectrode est le paramètre variable. La figure 25 donne un autre exemple de caractéristiques tracées en coordonnées semi-logarithmiques.

Dans la zone du champ retardateur ces courbes, comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2, devraient être des droites dont la pente p ne dépend que de la température T de l'émetteur.

$$p = \frac{e}{kT} \log 2{,}718 = \frac{5\,040}{T}.$$

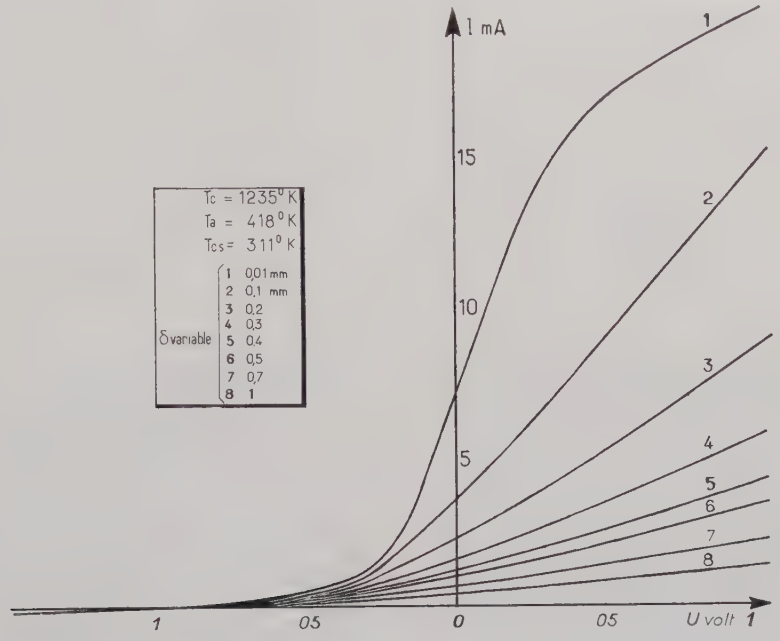


FIG. 24.

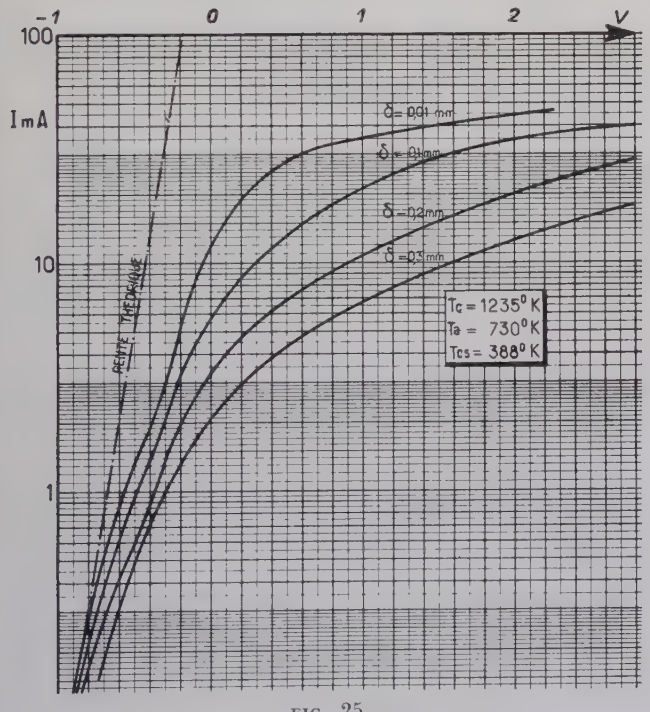


FIG. 25.

En fait, il en est rarement ainsi.

Dans la zone de charge d'espace ces figures montrent deux coudes sur la caractéristique.

Goldstein [93] a montré, et nous l'avons nous-mêmes vérifié (fig. 6), que dans certaines conditions on pouvait prévoir théoriquement des courbes analogues. Il est probable que dans le cas qui nous intéresse la cause de ce comportement n'est pas la neutralisation imparfaite de la charge d'espace. Plusieurs faits semblent le confirmer.

— Le taux d'ionisation β pour un émetteur de tungstène thorié ($\varnothing \sim 2{,}8$ eV) est faible. La formule de Langmuir-Saha le montre et le courant ionique mesuré dans la zone de fort champ retardateur est négligeable. Le courant mesuré est uniquement dû à la résistance de fuite.

Dans ces conditions la charge d'espace électronique n'est pas neutralisée par les ions fournis par l'ionisation de surface.

— D'autre part, le travail de sortie moyen que l'on peut déduire de la mesure du courant de saturation est de l'ordre de 2,4 eV. A 1 200° ou 1 300° K le courant émis est insuffisant pour engendrer une charge spatiale aussi importante. Une interprétation théorique ana-

logue à celle qui est proposée par Goldstein n'est donc pas justifiée.

Il semble plus vraisemblable que cette allure de caractéristique soit causée par une inhomogénéité du travail de sortie de l'émetteur ou du collecteur. Nous discuterons cette hypothèse dans le paragraphe suivant.

4.2.2.2 SECOND CONVERTISSEUR. — Le deuxième convertisseur n'a pas fourni les résultats escomptés. Après quelques heures de fonctionnement nous avons constaté que la température du réservoir de césium n'avait aucune influence sur les caractéristiques. L'anode, par contre, semblait jouer le rôle de réservoir. En effet comme le montre la figure 26 le courant de court-circuit (qu'il ne faut pas confondre avec le courant de saturation) varie énormément en fonction de la température d'anode.

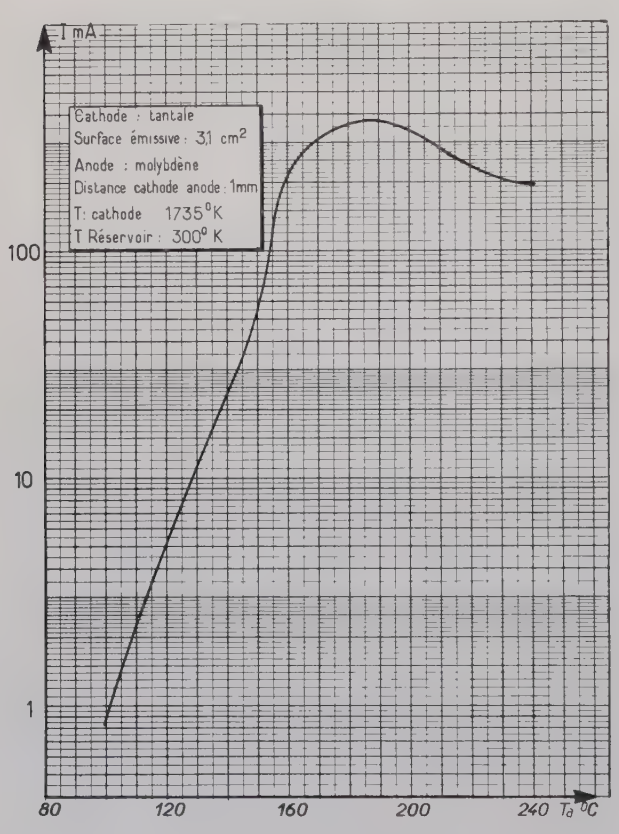


FIG. 26.

Lorsque la température d'anode est inférieure à 160° C les caractéristiques montrent une saturation marquée ; au-delà, le régime d'arc s'établit. La figure 26 donne, dans ce cas, le courant de court-circuit lorsque la décharge n'est pas amorcée.

La figure 27 donne quelques caractéristiques courant-tension. Le réservoir de césium est refroidi, par une circulation d'eau, jusqu'à la température ambiante. Seule la température d'anode est variable. Ce réseau possède les propriétés relatives aux convertisseurs et il semble bien que l'anode soit le réservoir effectif.

4.3 **Etude du travail de sortie.** — 4.3.1 **Emetteur de tungstène thorié.** — La méthode exposée au paragraphe 3.1 a été utilisée pour déterminer la fonction de répartition équivalente à l'émetteur de tungstène thorié.

La caractéristique utilisée est donnée figure 28. Elle a été choisie pour plusieurs raisons.

— La distance interélectrode est très faible afin que le rapport

$$\frac{\text{dimension des grains}}{\text{distance interélectrode}}$$

soit maximum.

Dans une certaine mesure, on peut assimiler le convertisseur à un grand nombre de convertisseurs en parallèle.

— La température de l'émetteur n'est pas très grande. Le courant émis reste donc faible et la charge d'espace qu'il engendre est peu importante.

— La température du réservoir de césium est, elle aussi, faible. Il en est de même de la pression entre les électrodes et les phénomènes de transport sont pratiquement inexistants.

Le travail de sortie du collecteur a été déterminé par la méthode du champ retardateur.

Lorsque la tension U_s est suffisamment grande, le champ dans l'espace interélectrode est retardateur pour tous les grains et la portion de caractéristique courant-tension est donnée par la formule

$$J = 120\ T^2 \exp - e\left(\frac{\varnothing_a + U_s}{kT}\right).$$

En coordonnées semi-logarithmiques, on obtient une droite. $\varnothing_a$ est alors donné par

$$\varnothing_a = \frac{kT}{E} \log_e \left(\frac{120\ T^2}{I}\right) - U. \qquad (42)$$

En appliquant cette méthode à la figure 28 on obtient :

$$\varnothing_a = 2{,}2 \text{ eV}.$$

La figure 29 donne la répartition obtenue.

Il est intéressant de remarquer que cette distribution est constituée de deux parties. La première groupe les grains qui ont un travail de sortie inférieur à 2,4 eV. Il est probable que ces grains sont légèrement recouverts de césium. La seconde partie qui groupe les grains ayant un travail de sortie supérieur à 2,4 eV constitue la fonction de distribution du tungstène thorié dans le vide.

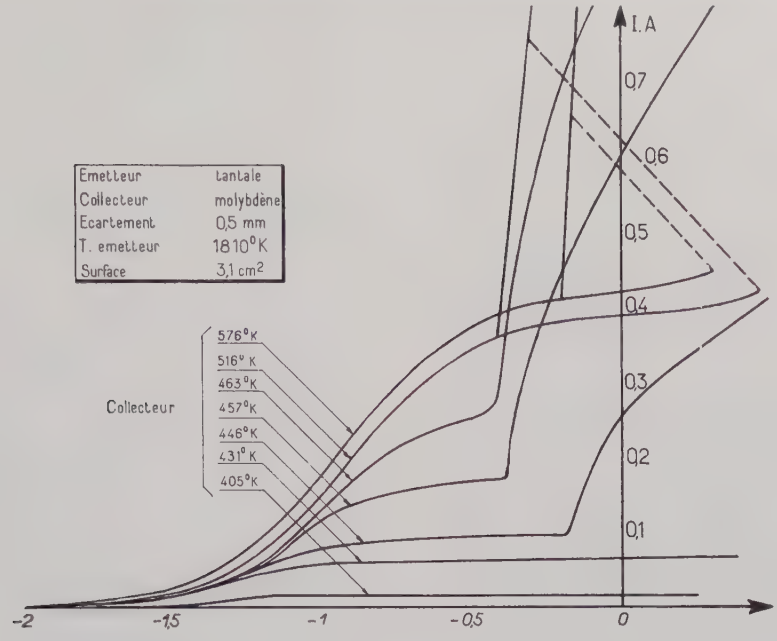
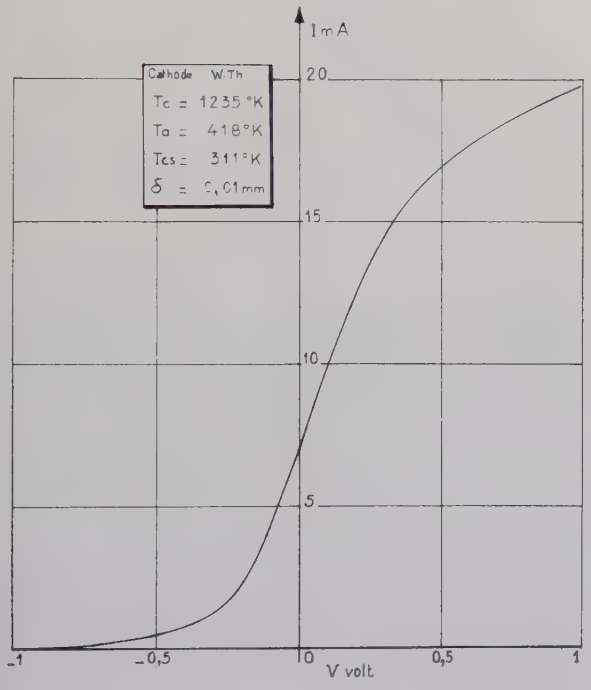


FIG. 27.



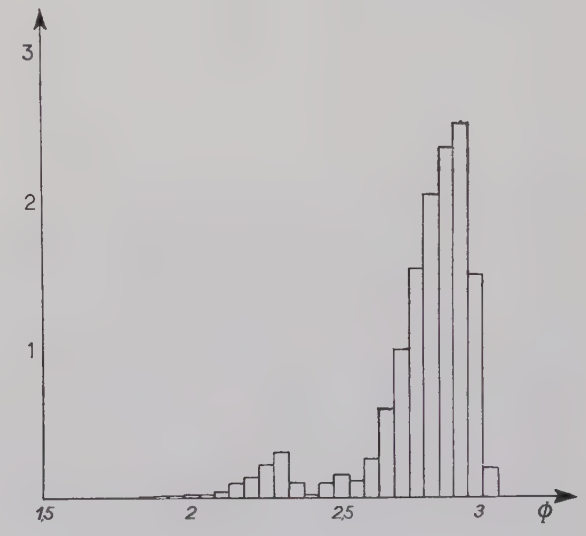


FIG. 29.

FIG. 28.

Pour chacune de ces deux parties on peut définir un travail de sortie statistique moyen $\varnothing_M$ et un travail de sortie de Richardson équivalent $\varnothing_R$

$$\varnothing_M = \frac{\Sigma \varnothing_i f(\varnothing_i)}{\Sigma f(\varnothing_i)}$$

$$\exp -\frac{e\varnothing_R}{kT} = \frac{\Sigma f(\varnothing_i) \exp -\frac{e\varnothing_i}{kT}}{\Sigma f(\varnothing_i)}.$$

Le tableau ci-après donne $\varnothing_R$ et $\varnothing_M$ pour chacune des deux parties et pour l'ensemble de l'émetteur :

	WTh	WTh + Cs	WTh Cs + WTh
$\varnothing_R$	2,74	2,15	2,41
$\varnothing_M$	2,82	2,22	2,76

Le travail de sortie de Richardson équivalent pour l'ensemble de la cathode est de 2,41 eV. C'est la valeur que l'on peut déduire de la mesure du courant de saturation.

4.3.2 **Emetteur de tantale.** — Nous avons vu au paragraphe 4.2.2.2 que le réservoir de césium du second convertisseur ne jouait pas son rôle.

Afin de vérifier cette hypothèse nous avons calculé, lorsque le courant de saturation pouvait être déterminé sans ambiguïté, le travail de sortie de l'émetteur en supposant que la constante de Richardson A était égale à sa valeur théorique (120 A cm^{-2} (° K)$^{-2}$) et que la pression de césium était imposée par l'anode.

Ces calculs ont été faits pour une gamme de température d'émetteur allant de 1 600° K à 1 900° K et pour des températures d'anode comprises entre 380° K et 500° K. Les résultats sont donnés par la figure 30.

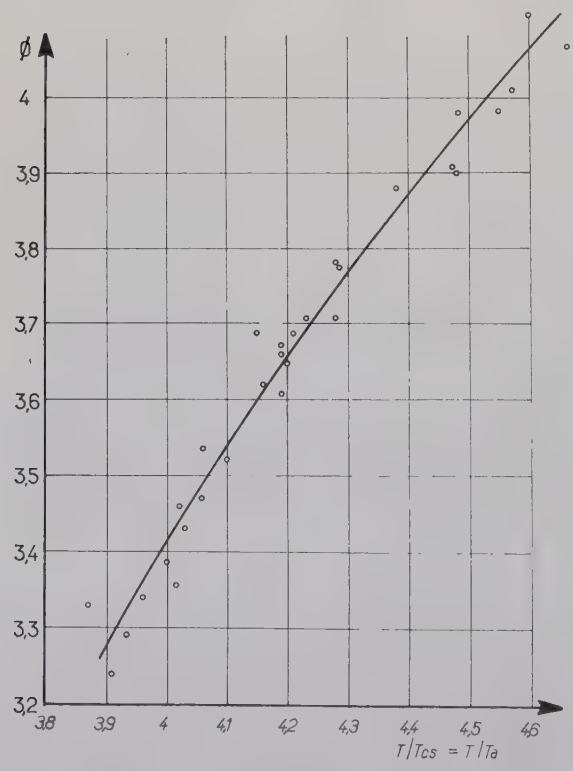


FIG. 30.

La courbe moyenne obtenue est comparée (fig. 31) aux résultats théoriques de N. S. Rasor qui, comme nous l'avons vu dans la première partie, rendent fidèlement compte des phénomènes.

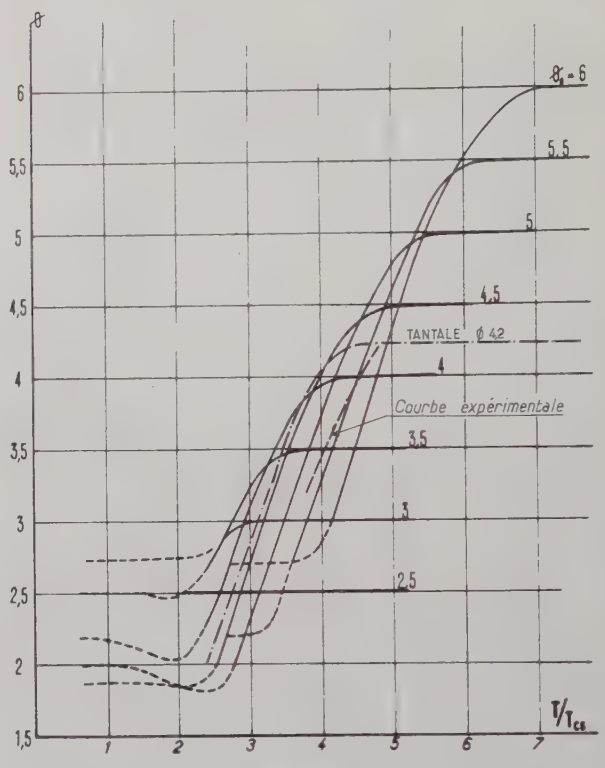


FIG. 31.

La courbe expérimentale est nettement décalée vers la droite par rapport à la courbe théorique. La température du point qui impose la pression de césium est intermédiaire entre la température de l'anode et la température de l'anneau de garde.

Il semble possible, compte tenu de la géométrie du système, que la température des atomes dans l'espace interélectrode soit importante. La pression résultante n'est cependant pas assez forte pour expliquer complètement le phénomène.

Il est possible également que le césium se soit combiné en totalité avec les matériaux constituant l'enceinte et que le gaz dans l'espace interélectrode ne soit composé, en fait, que des impuretés contenues dans le césium (potassium, sodium).

Il est encore possible que le césium ait attaqué certaines parties du convertisseur pour former des vapeurs non condensables.

4.4 **Etude de la puissance utile.** — La puissance convertie par une diode est liée aux principaux paramètres : température de cathode, pression de césium

et distance interélectrode. Nous nous attacherons plus particulièrement pour chaque cas à la puissance maximum.

On décrira le modèle utilisé pour déterminer théoriquement cette puissance et on comparera les résultats du calcul et de l'expérience.

4.4.1 **Description du modèle utilisé.** — Le modèle utilisé pour l'interprétation théorique des résultats dépend des conditions de fonctionnement du convertisseur.

Si la pression de césium est faible et tant que la distance interélectrode n'est pas trop importante l'inhomogénéité de l'émetteur joue le rôle prépondérant. Par contre, lorsque la pression de césium est forte, le libre parcours moyen est faible et le faisceau électronique issu de l'émetteur est rapidement diffusé. Les phénomènes de transport masquent les phénomènes d'émission et ce sont eux qu'il faut d'abord étudier.

4.4.1.1 MODÈLE UTILISÉ POUR L'ÉTUDE DU TYPE BASSE PRESSION. — Le paragraphe précédent nous a montré que la répartition des travaux de sortie des différents « grains » composant l'émetteur comprenait deux parties. Nous supposerons que ceci est vrai dans tous les cas et nous assimilerons la diode à deux diodes en parallèle : le travail de sortie $\varnothing_1$ de l'émetteur de la première étant égal à 2,74 eV et celui de la seconde $\varnothing_2$ valant 2,15 eV. Lorsque la température de cathode et la pression de césium varient le recouvrement ϑ de l'émetteur est modifié. Si S_1 et S_2 sont les surfaces respectives des deux émetteurs on pourra poser :

$$\vartheta = \frac{S_1 + S_2}{S_2}.$$

Lorsque la pression de césium est faible, la charge d'espace sauf aux faibles distances interélectrodes n'est pas neutralisée. Les caractéristiques courant-tension sont déterminées séparément pour chacun des deux convertisseurs en utilisant les formules (4) et (5).

La caractéristique globale est obtenue en composant les caractéristiques partielles. On peut alors déterminer la puissance maximum.

4.4.1.2 MODÈLE UTILISÉ LORSQUE LA PRESSION DE CÉSIUM EST IMPORTANTE. — Lorsque la pression de césium est forte le courant ionique n'est pas suffisant pour compenser la charge d'espace et ceci de façon trop nette pour que l'on puisse considérer le fonctionnement du convertisseur comme étant du type à haute pression, tel que nous l'avons défini au paragraphe 3.3. Une étude mathématique mieux adaptée au problème est nécessaire.

Hypothèses. — Le taux d'ionisation étant faible on peut supposer le gaz neutre (mis à part la charge d'espace électronique).

— Nous négligeons le champ électrique entre les électrodes. Ceci se justifie si l'on n'applique cette étude qu'au calcul de la puissance maximum.

— Nous supposons que l'énergie cinétique de l'électron incident est faible afin de pouvoir supposer que toutes les collisions sont élastiques.

— Nous négligeons les échanges d'énergie à chaque collision et nous projetons toutes les trajectoires sur l'axe Ox.

— On considère un gaz neutre compris entre deux surfaces planes A et B distantes de d.

A travers la surface A on injecte un certain nombre d'électrons animés d'une vitesse v perpendiculaire à la surface.

On déterminera la distance parcourue par un électron avant qu'un choc ne lui fasse changer de direction.

La probabilité pour qu'un électron fasse une collision entre x et $x + dx$ est

$$dp_x = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)\frac{dx}{\lambda}. \tag{43}$$

Pour que le vecteur vitesse change de sens entre x et $x + dx$ (à la suite d'une collision) la probabilité est

$$dp_{1x} = \exp\left(-\frac{x}{2d}\right)\frac{dx}{2\lambda}. \tag{44}$$

Les électrons dont le vecteur vitesse change de sens au delà de B ou en deçà de A sont collectés par l'une ou l'autre des électrodes.

Ainsi les électrons qui feraient le premier 1/2 tour au-delà de B sont collectés par l'anode. Leur nombre b_1 est :

$$b_1 = \exp -\frac{d}{2\lambda}. \tag{45}$$

De même les électrons qui feraient le 2e demi-tour en deçà de A sont collectés par la cathode soit

$$a_2 = \frac{1}{2}\left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\lambda}\right)\right]. \tag{46}$$

D'une façon générale si F_{2M} est une fonction telle que

$$\frac{dn}{N} = \frac{1}{2^{2M-1}} \exp\frac{x}{2\lambda}\, F_{2M}\left(\frac{x}{\lambda}, \frac{d}{\lambda}\right)\frac{dx}{2\lambda} \tag{47}$$

soit la répartition des électrons entre A et B au moment de 2e demi-tour F_{2M+1} est défini par :

$$\begin{aligned} F_{2M+1}\left(\frac{z}{\lambda}, \frac{d}{\lambda}\right) &= \int_0^z \exp\left(\frac{x}{2\lambda}\right) F_{2M}\left(\frac{x}{\lambda}, \frac{d}{\lambda}\right)\frac{dx}{\lambda} \\ \text{et} \\ F_{2M+2}\left(\frac{x}{\lambda}, \frac{d}{\lambda}\right) &= \int_x^d \exp\left(-\frac{z}{\lambda}\right) F_{2M+1}\left(\frac{z}{\lambda}, \frac{d}{\lambda}\right)\frac{dz}{\lambda}. \end{aligned} \tag{48}$$

On en déduit

$$\begin{aligned} b_{2M+1} &= \frac{1}{2^{2M}} \exp\left(-\frac{d}{2\lambda}\right) F_{2M+1}\left(\frac{d}{\lambda}, \frac{d}{\lambda}\right) \\ a_{2M+2} &= \frac{1}{2^{2M+1}} F_{2M+2}\left(0, \frac{d}{\lambda}\right). \end{aligned} \tag{49}$$

Le nombre total N_B d'électrons éliminés par la surface B vaut :

$$N_B = N \sum_{M=0}^{M=\infty} \frac{1}{2^{2M}} \exp\left(-\frac{d}{2\lambda}\right) F_{2M+1}\left(\frac{d}{\lambda}, \frac{d}{\lambda}\right) \qquad (50)$$

Le nombre total N_A d'électrons éliminés par la surface A vaut :

$$N_A = N \sum_{M=0}^{M=\infty} \frac{1}{2^{2M+1}} F_{2M+2}\left(0, \frac{d}{\lambda}\right) \qquad (51)$$

On a évidemment $N_A + N_B = N$.

N_B et N_A ne pouvant être exprimés par une expression plus simple, nous avons calculé, pour quelques valeurs du rapport $\frac{d}{\lambda}$, les premiers termes des deux séries.

Le tableau ci-dessous résume les résultats.

La dernière ligne de ce tableau donne pour les mêmes valeurs de $\frac{d}{\lambda}$ les valeurs correspondantes de la fonction :

$$\frac{2}{2 + \frac{d}{\lambda}}.$$

$\frac{d}{\lambda}$	0	0,5	1	2	3	4	5	10
$N_{B/N}$ (M=2)	1	0,79999	0,66636	0,4945	0,3793	0,2902	0,2187	0,0421
$N_{A/N}$ (M=2)	0	0,19999	0,332	0,4874	0,5624	0,5975	0,6132	0,6249
$\frac{2}{2 + \frac{d}{\lambda}}$	1	0,8	0,66666	0,5	0,4	0,3333	0,2857	0,1666

Lorsque le libre parcours λ est grand devant d, presque tous les électrons injectés atteignent B sans faire de choc et *a fortiori* de demi-tour ; la série converge rapidement. Il n'en est pas de même lorsque λ est petit devant d.

Il semble donc que, au moins en première approximation, on pourra admettre :

$$\sum_{M=0}^{M=\infty} \frac{1}{2^{2M}} \exp\left(-\frac{d}{2\lambda}\right) F_{2M+1}\left(\frac{d}{\lambda}, \frac{d}{\lambda}\right) = \frac{2}{2 + \frac{d}{\lambda}} \qquad (52)$$

La puissance utile maximum lorsque la pression est forte est égale à la puissance maximum que l'on peut calculer en négligeant les chocs, divisée par le facteur

$$1 + \frac{d}{2\lambda}.$$

4.4.2 **Influence de la température de cathode.** — La température de la cathode, en modifiant le travail de sortie de l'émetteur plus ou moins recouvert de césium, agit sur le courant émis, sur la tension de sortie et sur le taux d'ionisation β (donc sur le degré de neutralisation de la charge d'espace).

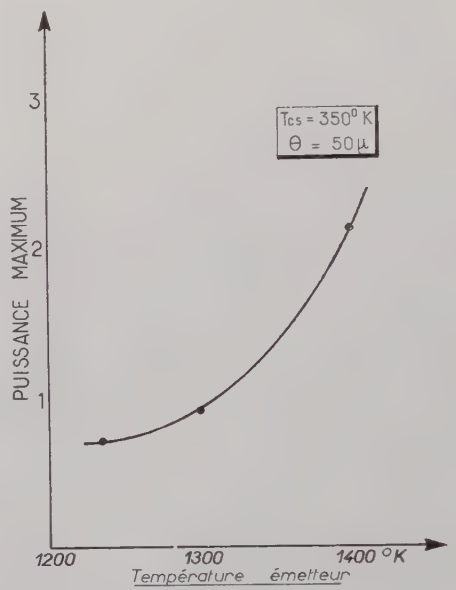


FIG. 32.

La durée de vie du convertisseur ne nous a pas permis d'obtenir plus de trois points (fig. 32). La puissance maximum croît à peu près exponentiellement. Ceci n'a rien de surprenant. Il est cependant difficile de vérifier ce résultat car la température d'anode (donc son travail de sortie) n'a pu être réglée à une valeur constante pour ces trois mesures.

5.4.3 **Influence de la distance interélectrode.** — La distance interélectrode n'a aucune influence sur la caractéristique de la diode à basse pression de césium lorsque la charge d'espace est neutralisée. Dans le cas contraire elle acquiert, en modifiant la charge d'espace et les phénomènes de transport, une importance capitale.

L'émetteur étudié ayant un faible travail de sortie, le taux d'ionisation β (voir formule 7) est très faible et la charge d'espace n'est en partie neutralisée que lorsque la pression de césium est très forte. Les phénomènes de transport sont importants si bien que dans tous les

cas la distance interélectrode d aura une grande influence sur la puissance convertie.

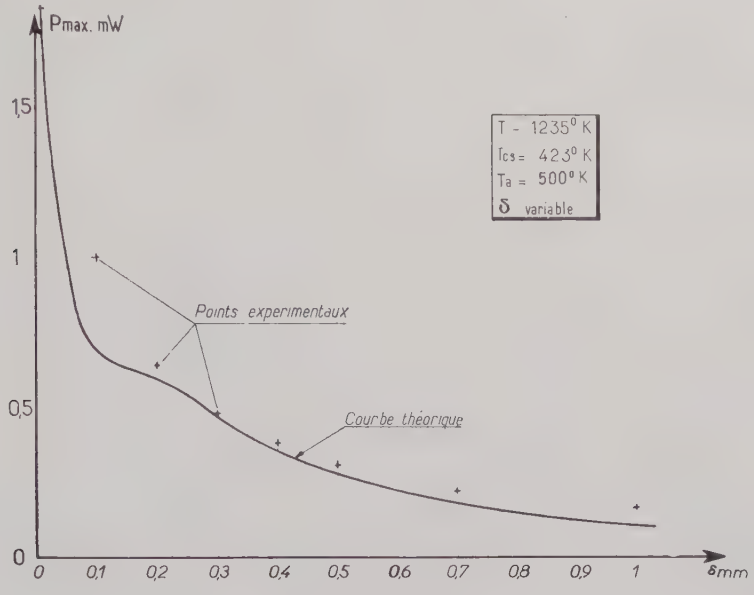


FIG. 33.

Les figures 33, 34 et 35 donnent dans différents cas les résultats expérimentaux et les résultats semi-théoriques obtenus par la méthode indiquée au paragraphe 2.3.1.

Lorsque la pression de césium est faible (fig. 33) seule la charge d'espace est responsable de la variation de la puissance maximum en fonction de d. La courbe semi-théorique est moins régulière que la courbe expérimentale : c'est une conséquence de l'hypothèse initiale où nous avons supposé que la cathode n'était composée que de deux sortes de grains.

Lorsque la pression de césium est importante (fig. 34) nous avons supposé la charge d'espace neutralisée.

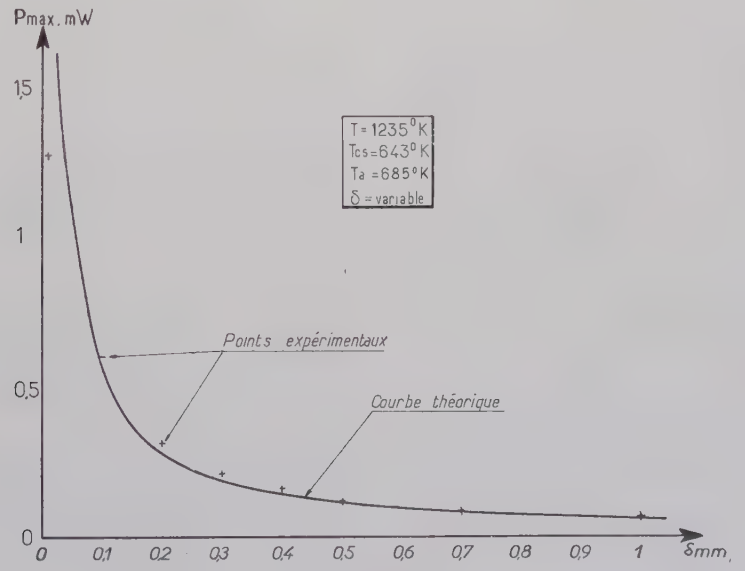


FIG. 34.

La puissance maximum est divisée par le facteur,

$$1 + \frac{d}{2\lambda}.$$

Dans le cas intermédiaire de la figure 35 la charge d'espace n'est pas totalement neutralisée, mais il est difficile de savoir dans quelle mesure elle l'est. En effet l'émetteur à haut travail de sortie émet beaucoup trop d'ions. Le coefficient α défini au paragraphe 3.1 est égal à 66 alors qu'il est inférieur à 10^{-2} pour l'émetteur à faible travail de sortie.

Deux courbes semi-théoriques, basées sur le modèle précédemment défini, ont été tracées figure 36.

La courbe supérieure est valable lorsque la charge d'espace est neutralisée ($T_{cs} > 500°$ K dans le cas présent). Dans le cas contraire, la charge d'espace n'est pas neutralisée et c'est la courbe inférieure qu'il faut prendre en considération.

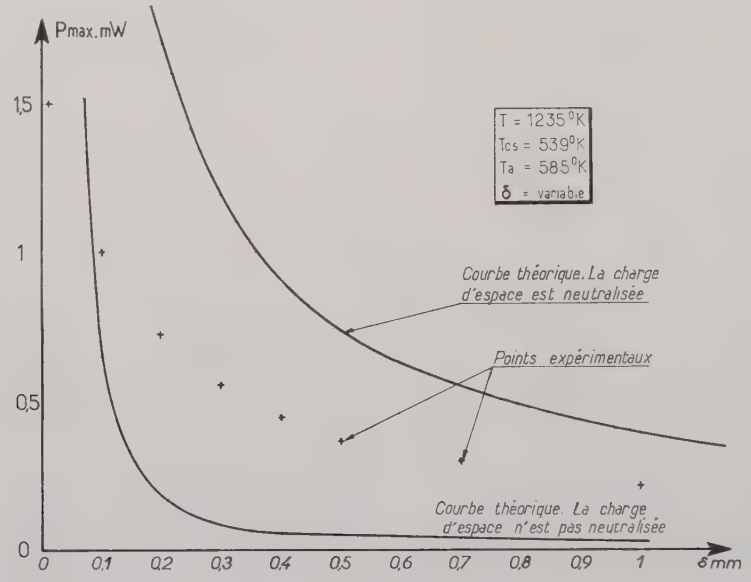


FIG. 35.

Nous avons tracé, figure 35, deux courbes semi-théoriques. La première suppose la neutralisation totale. La seconde suppose que la neutralisation n'est totale que pour la diode dont l'émetteur a un fort travail de sortie.

Lorsque la distance interélectrode est faible (10 μ) les grains ont des comportements indépendants les uns des autres. C'est la seconde des courbes semi-théoriques qui est valable. Lorsque la distance interélectrode est grande (supérieure au millimètre) les charges d'espace de signes opposés ont tendance à se neutraliser et c'est la première courbe qu'il faut prendre en considération.

La courbe expérimentale rend assez bien compte de ce phénomène et il est difficile dans ce cas d'obtenir des renseignements théoriques plus précis.

4.4.4 **Influence de la pression de césium.** — La pression de césium modifie le travail de sortie de l'émetteur. Une variation de pression a donc, au moins qualitativement, les mêmes effets qu'une variation de température d'émetteur. Cependant, lorsqu'elle devient importante les phénomènes de transport d'électrons d'une électrode à l'autre provoquent des modifications dans le comportement de convertisseur.

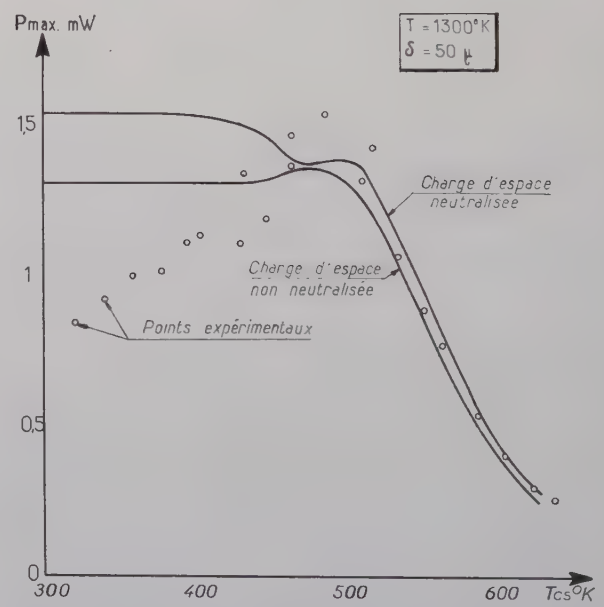


FIG. 36.

On remarque qu'aux faibles pressions de césium la courbe semi-théorique s'écarte sensiblement de la courbe expérimentale. Ceci est probablement dû à une diminution du recouvrement de l'anode.

4.5 **Régime de décharge.** — Lorsque l'on rend l'anode positive par rapport à la cathode, le courant de saturation est masqué par une décharge. Cette décharge, lorsque l'émetteur est en tungstène (ou en métal à haut travail de sortie), peut, dans certaines conditions, s'établir alors que l'anode est négative par rapport à l'émetteur. Il est donc intéressant de l'étudier, même si dans le cas présent elle ne s'établit pas dans la gamme de tensions concernant la conversion.

La figure 37 donne deux exemples de décharges. L'augmentation de courant et la diminution de tension sont liées par la valeur de la résistance destinée à limiter

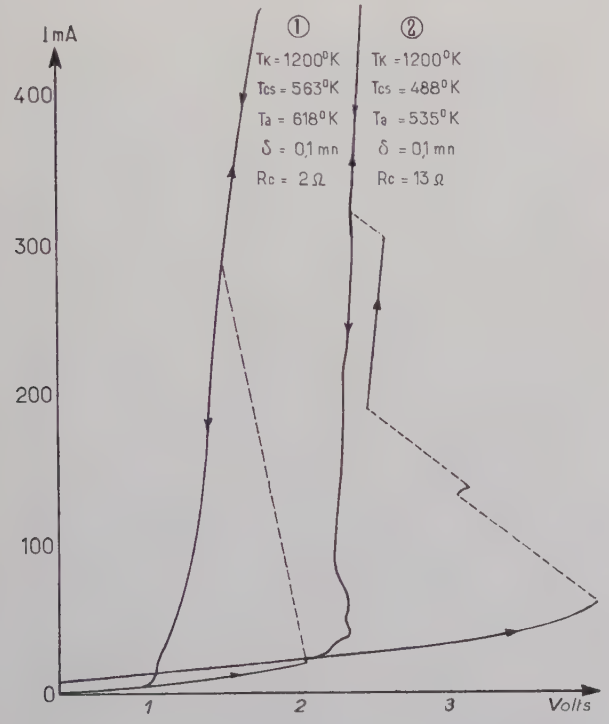


FIG. 37.

le courant. Si cette résistance est trop faible (courbe 1), les décharges successives sont masquées. Si elle est grande, elle entraîne une chute de tension importante et la source de tension doit être prévue en conséquence.

Dans la gamme des courants mesurés, une source de tension de 30 volts permet d'utiliser une résistance de charge de l'ordre de 15 Ω (courbe 2).

La figure 38 donne la tension d'amorçage de la décharge en fonction de la température de réservoir de césium. Il est probable que les causes de cet amorçage

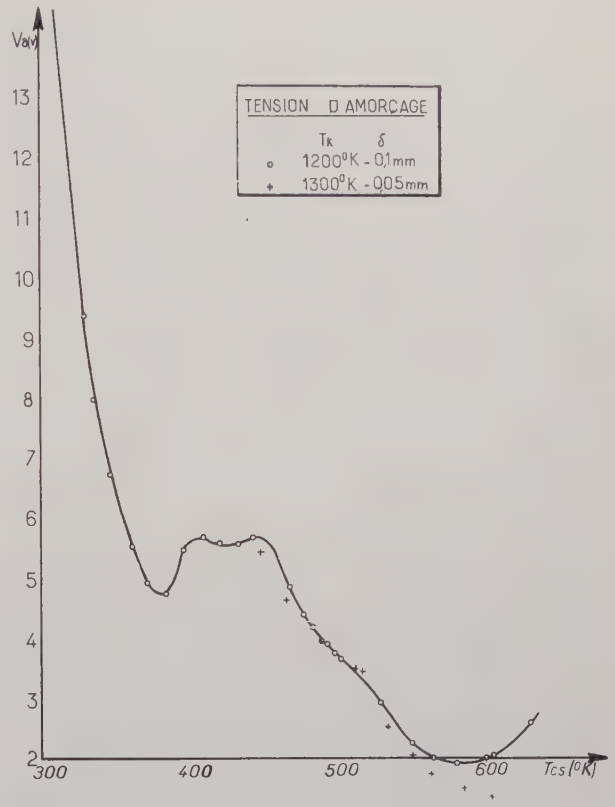


FIG. 38.

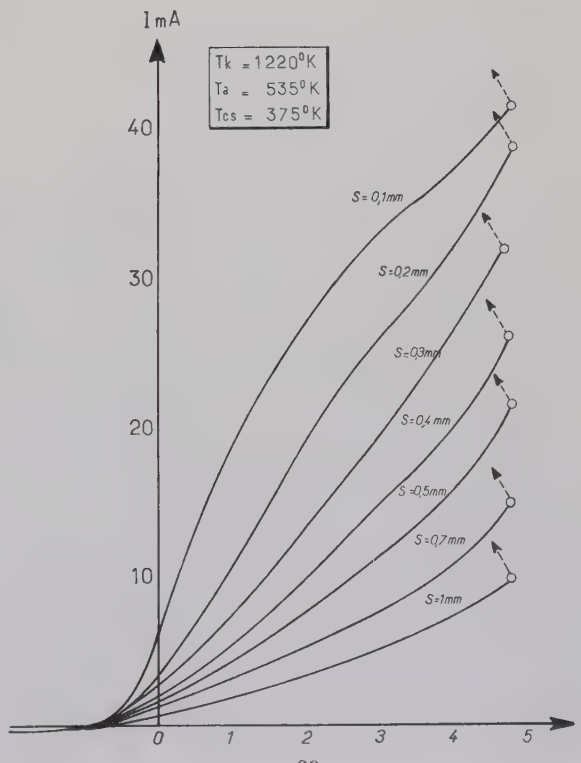


FIG. 39.

sont différentes suivant que la pression de césium est faible ou grande.

Aux basses pressions ($T_{cs} < 380^o$ K) le libre parcours moyen électronique est grand ($\lambda > 100\ d$), les chocs sont rares et la tension d'amorçage est élevée. L'ionisation en volume est vraisemblablement causée par des électrons ayant reçu suffisamment d'énergie du champ électrique appliqué. Au-delà pour

$$300^o \text{ K} < T_{cs} < 490^o \text{ K}$$

s'établit une région de transition.

Si $T_{cs} > 490^o$ K, on est en présence d'un arc bas voltage. C'est la partie intéressante, pour la conversion d'énergie, de cette courbe. Plusieurs interprétations ont été proposées à ce sujet, mais aucune, à l'heure actuelle ne rallie la totalité des suffrages.

La figure 39 donne une série de caractéristiques courant-tension pour différentes distances interélectrodes. On remarque que la tension d'amorçage ne dépend pas de cette distance. Encore faut-il remarquer que ce qui est valable pour $T_{cs} = 375^o$ K ne l'est sans doute pas pour $T_{cs} > 400^o$ K.

CONCLUSIONS

L'étude théorique des convertisseurs thermoioniques a montré que la charge d'espace, si gênante dans les diodes à vide, pouvait être compensée par l'introduction entre les électrodes, d'une vapeur facilement ionisable. Le césium est l'élément généralement employé. Dans ce cas, nous avons pu montrer qu'il existe deux solutions au problème de la neutralisation.

La première nécessite une faible pression de césium. L'émetteur maintenu à haute température ne se recouvre pas et l'ionisation à son contact est totale. La caractéristique courant-tension est très proche à la courbe idéale car les collisions électron-atome sont pratiquement inexistantes. La distance interélectrode peut être importante (~ 1 mm) sans nuire au rendement qui reste voisin du rendement théorique.

La seconde solution demande une pression de césium plus importante. La température de l'émetteur est assez faible. Ce dernier se couvre alors plus ou moins de césium et son travail de sortie est réduit. Le courant de saturation est plus important et l'ionisation de surface n'est que partielle. Les chocs sont, dans ce mode de fonctionnement, très nombreux. Un plasma se forme entre les électrodes et l'écartement de celles-ci doit être réduit le plus possible, afin de diminuer la chute de potentiel dans le plasma.

Dans certaines conditions, une décharge s'amorce. Le courant est très important et l'adaptation à la charge devient délicate.

Ce problème a été étudié dans le cas de la diode à basse pression. Nous avons pu montrer que lorsque le rendement atteint quelques pour cent, et si la puissance d'entrée reste constante, les variations de température en fonction de la résistance de charge doivent être surveillées de très près. Dans certains cas ces variations sont suffisantes pour mettre en péril la vie du convertisseur. En laboratoire, il faut se garder de confondre les caractéristiques à puissance d'entrée constante et à température constante.

Il serait intéressant d'étudier expérimentalement ce problème. Pour le convertisseur à basse pression, cette étude devrait confirmer l'analyse mathématique. Pour la diode à haute pression fonctionnant en régime d'arc, l'étude expérimentale permettra de connaître la part du courant transmis due à l'émission. En effet, seul ce courant emprunte de l'énergie à la cathode.

L'étude théorique des distributions des travaux de sortie a permis de chiffrer la perte de puissance qu'elles occasionnent.

Le premier convertisseur n'ayant pas un bon rendement, nous nous sommes contentés d'un étalonnage pour obtenir la température de l'émetteur. Le second, au contraire, devant fournir une intensité plus importante, on a été conduit à prévoir une mesure directe de température, par pyrométrie.

L'étude expérimentale a montré que l'inhomogénéité du travail de sortie de la cathode pouvait être responsable des écarts observés par rapport à la théorie classique. En s'appuyant sur un modèle simple, on a montré que la puissance utile maximum pouvait être prédéterminée. Enfin, sur le plan technologique, il semble que dans la géométrie choisie, la pression de césium dans l'espace interélectrode ne soit pas liée à la température du réservoir. Pour pallier cet inconvénient, il serait souhaitable de rapprocher le réservoir des électrodes ou, au moins, d'élargir la canalisation — en particulier la distance anneau de garde — anode. D'une façon plus générale, il nous semble que des prototypes moins complexes, donc plus robustes, mais ne permettant pas une variation de tous les paramètres, sont préférables pour l'étude expérimentale du convertisseur thermoionique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] V. C. WILSON. — *Journal of Applied Physics*, avril 1959, vol. **30**, n° 4.

[2] G. M. GROVER, D. J. ROEHLING, E. W. SALMI et R. W. PIDD. — *Journal of Applied Physics*, novembre 1958, vol. **29**, n° 11.

[3] W. A. RANKEN, G. M. GROVER et E. W. SALMI. — *Journal of Applied Physics*, décembre 1960, vol. **31**, n° 12.

[4] H. HUBER et I. BENSIMON. — *Annales de Radioélectricité*, avril 1961, **16**, n° 64.

[5] L. N. DOBRETSOV. — *Zhurnal Technicheskoi*, avril 1960, vol. **30**, n° 4.

[6] K. G. HERNQUIST. — *Nucleonics*, juillet 1959, vol. **17**.

[7] Ph. J. A. KLEYNEN. — *Philips Res. Rep.*, octobre 1945, 1-79.

[8] A. Van der ZIEL. — *Philips Res. Rep.*, 1946, 1-97.

[9] P. A. LINDSAY et F. W. PARKER. — *Journal of Electronics and Control*, octobre 1959, vol. **7**, n° 4.

[10] I. LANGMUIR. — *Physical Review*, 1923, **21**, 419.

[11] E. S. RITTNER. — *Journal of Applied Physics*, juin 1960, vol. **31**, n° 6.

[12] W. B. NOTTINGHAM. — *Handbuch der Physik.*, 1956, vol. **1**, Springer, Berlin.

[13] Ya. M. FOGEL, L. P. REKOVA et V. Ya. KOLOT. — *Soviet Physics Technical Physics*, avril 1963, vol. **7**, n° 10.

[14] W. T. NORRIS. — *Journal of Applied Physics*, mars 1964.

[15] H. F. WEBSTER. — *Journal of Applied Physics*, mai 1961.

[16] I. LANGMUIR et K. H. KINGDOM. — *Proc. of the Royal Soc. London*, A **107**, 1925.

[17] Y. P. ZINGERMAN, V. A. ISCHUK et V. A. MOROZOOSKII. — *Soviet Physic Solid State*, octobre 1960, vol. **3**, n° 4.

[18] J. B. TAYLOR et I. LANGMUIR. — *Physical Review*, septembre 1933, vol. **44**, série 2.

[19] E. P. GYFTOPOULOS et J. D. LEVINE. — *Journal of Applied Physics*, janvier 1962, vol. **33**, n° 1.

[20] N. S. RASOR et C. WARNER III. — *Atomics Internat'l. Rept.* AI 6799, Sect. B. 2, novembre 1961.

[21] O. KUBASCHEWSKY et F. L. EVANS. — *Metallurgical Thermochemistry*, Butterworth Springer, Londres, 1951.

[22] H. M. HOUSTON et M. D. GIBBONS. — Rep. on 21 Annal Conference on Physical Electronics MIT, mars 1961.

[23] E. S. RITTNER et A. MILCH. — *Journal of Applied Physics.*

[24] E. Ya. ZANDBERG, V. I. PALEEV, A. Ya. TONTEGODE et — *Soviet Physics Technical Physics*, août 1962, vol. **7**, n° 2.

[25] I. LANGMUIR. — *Journal chem. Phys.*, 1933, vol. **1**, n° 3 ; *Physical Review*, juin 1929, vol. **33**.

[26] S. A. MAEV. — *Zhurnal Tekhicheskoi Fiziki*, septembre 1963, vol. **33**, n° 9.

[27] G. MACINTYRE. — *Journal of Applied Physics*, août 1962, vol. **33**, n° 8.

[28] L. K. HANSEN et C. WARNER III. — *Journal of Applied Physics*, septembre 1963, vol. **34**, n° 9.

[29] P. L. AUER. — *Journal of Applied Physics*, décembre 1960, vol. **31**, n° 12.

[30] P. L. AUER et H. HURWITZ. — *Journal of Applied Physics*, juin 1960, vol. **31**, n° 6.

[31] P. L. AUER et H. HURWITZ. — *Journal of Applied Physics*, février 1959, vol. **30**, n° 2.

[32] R. Ya. KUCHEROV et L. E. RIKENGLAZ. — *Soviet Physics Technical Physics*, avril 1963, vol. **7**, n° 10.

[33] A. L. HERNQUIST et K. G. EICHENBAUM. — *Journal of Applied Physics*, janvier 1961, vol. **32**, n° 1.

[34] W. B. BRIDGES et C. K. BIRDSALL. — *Journal of Applied Physics*, 1963, vol. **32** ; octobre 1963, vol. **34**, n° 10.

[35] P. MAZUR. — *Journal of Applied Physics*, mars 1963, vol. **34**, n° 3 ; juin 1963, vol. **34**, n° 6.

[36] E. DJAKOV, V. OELINON, L. ZARKOVA et E. KONSTANTINOV. — *Comptes rendus de l'Académie bulgare des Sciences*, 1963, **16**, n° 1.

[37] R. J. ZOLLWEG et M. GOTTLIEB. — *Journal of Applied Physics*, mai 1961, vol. **32**, n° 5.

[38] R. J. ZOLLWEG et M. GOTTLIEB. — *Proc. of the I. E. E. E.*, mai 1963.

[39] K. P. LUKE et F. E. JAMERSON. — *Journal of Applied Physics*, février 1961, vol. **32**, n° 2.

[40] P. FOX et W. GUST. — *Bull. An. Phys. Soc.*, série II, 1960, **5**.

[41] H. L. GARVIN, W. B. TEUSCH et P. W. PIDD. — *Journal of Applied Physics*, août 1960, **31**, n° 8.

[42] J. M. ROCARD et G. W. PAXTON. — *Journal of Applied Physics*, juin 1961, **32**, n° 6.

[43] N. D'ANGELO. — *Physic of Fluids*, août 1961, **4**, n° 8.

[44] B. DEVIN et M. VANDEVYVER. — *Journal de Physique et le Radium*, juin 1962, n° 23.

[45] A. SHOCK. — *Journal of Applied Physics*, août 1961, vol. **32**, n° 8.

[46] S. M. HOUSTON. — *Journal of Applied Physics*, avril 1959, vol. **30**, n° 4.

[47] J. H. INGOLD. — *Journal of Applied Physics*, mai 1961, vol. **32**, n° 5.

[48] C. V. BURKLAND. — *Tr. A. I. E. E.*, juillet 1962.

[49] G. N. HATSOPOULOS. — *Tr. A. I. E. E.*, mars 1962.

[50] C. K. SANATHANAN. — *Journal of Applied Physics*, décembre 1962, vol. **33**, n° 12.

[51] N. S. RASOR. — *Journal of Applied Physics*, janvier 1960, vol. **31**, n° 1.

[52] B. DEVIN, B. HUTZLER et R. LESUEUR. — Conversion d'énergie par diodes à plasma. Rapport C. E. A., mars 1936.

[53] SPITZER. — *Physics of Fully Ionised Gases.* Interscience Publishers, Inc. New York, 1956.

[54] E. N. CARABATEAS. — *Journal of Applied Physics*, avril 1962, vol. **33**, n° 4.

[55] E. N. CARABATEAS, S. D. PEZARIS et G. N. HATSOPOULOS. — *Journal of Applied Physics*, mars 1961, vol. **32**, n° 3.

[56] W. B. NOTTINGHAM. — *General theory of the plasma diode energy converter.*

[57] M. E. TALAAT. — *Tr. A. I. E. E.*, novembre 1962.

[58] H. W. LEWIS et S. R. REITZ. — *Journal of Applied Physics*, septembre 1959, vol. **30**, n° 9 ; novembre 1959, vol. **30**, n° 11 ; avril 1960, vol. **31**, n° 4.
[59] N. S. RASOR. — *Proc. of the I. E. E. E.*, mai 1963.
[60] C. L. CHEN et M. RAETHER. — *Physical Review*, décembre 1962, vol. **128**, n° 6.
[61] N. D. MORGULIS et Yu. P. KORCHEVOI. — *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, juillet 1962, vol. **32**, n° 7 ; septembre 1963, vol. **33**, n° 9.
[62] K. G. HERNQUIST. — *Proc. of the I. E. E. E.*, mai 1963.
[63] G. N. HATSOPOULOS. — *Proc. of the I. E. E. E.*, mai 1963.
[64] S. KITRILAKIS et E. N. CARABATEAS. — I. E. E. E. transactions in communications and electronics, mai 1963.
[65] W. B. NOTTINGHAM. — G. Agard Combustion and Propulsion Colloquium, mars 1964.
[66] Yu. M. ALESKOVSKI. — *Soviet Physics S. E. T. P.*, septembre 1963, vol. **17**, n° 3.
[67] RASOR. — The Cesium Vapor Thermoionic Converter.
[68] JOHNSON. — *R. C. A. Review*, 1955, **16**, 498.
[69] JOHNSON MALTER WEBSTER. — *R. C. A. Review*, 1951, **12**, 415.
[70] G. MEDICUS. — *Physical Review*, 1955, vol. **100**, 1232 ; *Journal of Applied Physics*, 1953, vol. **24**, 233 ; 1956, vol. **27**, 1242.
[71] G. MEDICUS et G. WEHNER. — *Physical Review*, 1951, vol. **82**, 570 ; *Journal of Applied Physics*, 1951, vol. **22**, 1385.
[72] DRUYVESTEYN PENNING. — *Review of Modern Phys.*, 1940, vol. **12**, 87.
[73] COMPTON ECKART. — *Physical Review*, 1925, vol. **25**, 139.
[74] STEINBERG. — *Journal of Applied Physics*, 1950, **21**, 1028.
[75] CAHN. — *Physical Review*, 1949, **75**, 293.
[76] BLUE-INGOLD-OZEROFF. — Symposium on thermionic Power Conversion, 1962.
[77] HOLSTEIN ALPERT MCCOUBREY. — *Physical Review*, 1949, **76**, 1257.
[78] F. L. MOHLER. — *Journal of Res. Nat. Bur. of Standards*, 1932, vol. **9**, 493 ; 1933, vol. **10**, 771 ; 1936, vol. **16**, 227 ; 1936, vol. **17**, 849 ; 1938, vol. **21**, 647 ; 1938, vol. **21**, 873.
[79] BEN DANIEL et TAMOR. — *Physics of fluids*. Résumé de Rept. RL 2922E Gen. Elect. Res. Laboratory, 1962, **5**, 500.
[80] RIBAUD. — Rayonnement des corps non noirs. Mémorial des Sciences Physiques.
[81] BAUM JENSEN. — Thermionic Converter Design. Status and Forecast.
[82] HUGHES HAGENOW. — *Physical Review*, 1924, **24**, 229.
[83] HEBB. — *Physical Review*, 1920, **12**, 482.
[84] L. M. BIBERMAN, Yu. N. TOROPKIN et K. N. UL'YANOV. — *Zhurnal Tekhnicheskoi*, juillet 1962, vol. **32**, n° 7.
[85] COMPTON. — *Physical Review*, 1922, vol. **20**, 283 ; 1920, vol. **15**, 476.
[86] NEWMAN. — *Philosophical Magazine*, 1925, vol. **49**, 1057 ; 1925, vol. **50**, 463 ; 1926, vol. **1**, 705.
[87] BENSIMON. — Non publié, juillet 1963.
[88] P. DEFRANOULD. — Thèse de 3e cycle Université de Paris, mai 1963.
[89] B. DEVIN et N. X. PHUC. — Rapport C. E. A. R 2519, juillet 1964.
[90] G. F. SMITH. — *Physical Review*, novembre 1955, vol. **100**, n° 4.
[91] D. G. BULYGINSKIE et D. N. DOBRETSOV. — *Soviet Physics Technical Physics*, 1956, 1115.
[92] B. A. KHRUSTALEV, I. P. KOLCHENOGOVA et A. M. RAKOV. — *Teplofizia Vyskikh Temperatur*, juillet 1963, vol. **1**, 17-23.
[93] C. M. GOLDSTEIN. — *Journal of Applied Physics*, mars 1964.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Sur les variations de température au voisinage de la surface séparant deux corps en contact

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 10 mai 1965.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

B. HUTZLER

Imprimé avec les *Annales de Physique.* *Le Directeur de la Publication :* GEORGES MASSON

DÉPÔT LÉGAL : 1967, 2e TRIMESTRE, N° D'ORDRE 4315. MASSON ET Cie, ÉDITEURS, PARIS

Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N° 5451. — 4-1967.

Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 14e Série - **Tome** 2, 1967